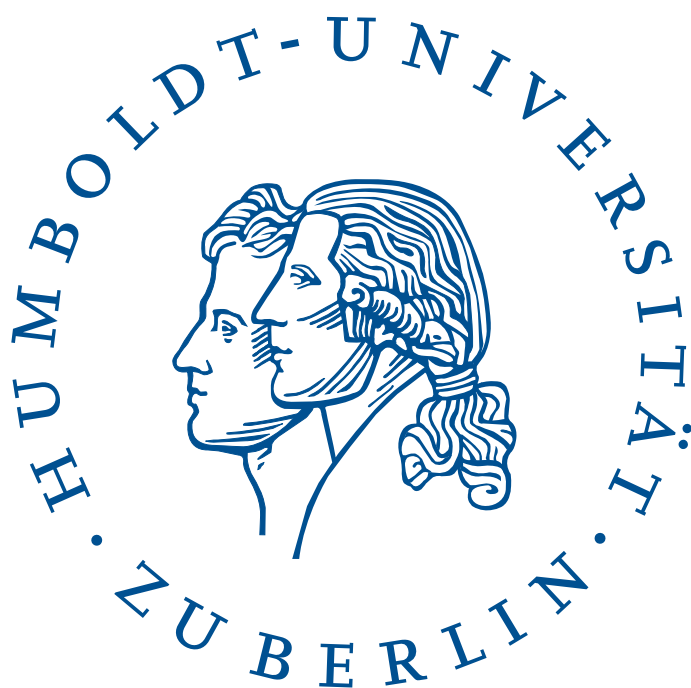


# Dynamische Messung des Arbeitspunktes sowie der Chromatizität während des Beschleunigungsprozesses am Booster-Synchrotron vom BESSY II

Bachelorarbeit am Lehrstuhl für Beschleunigerphysik  
zur Erlangung des akademischen Grades „Bachelor of Science“  
im Fach Physik



Humboldt-Universität zu Berlin  
Mathematische-Naturwissenschaftliche Fakultät I  
Institut für Physik

<i>Eingereicht von :</i>	<i>Felix Armborst, geboren Kramer</i>
<i>Verantwortlicher Hochschullehrer :</i>	<i>Prof. Dr. Andreas Jankowiak</i>
<i>Betreuung :</i>	<i>Dr. Peter Kuske</i>
<i>Eingereicht am :</i>	<i>24.01.2013</i>

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Vorwort</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>3</b>	<b>Einführung in die Theorie der Teilchenbeschleuniger</b>	<b>4</b>
3.1	Das Vakuum . . . . .	4
3.2	Relativistische Elektronen . . . . .	4
3.3	Der Elektronenstrahl . . . . .	6
3.4	Messung der Lage des Elektronenstrahls . . . . .	6
3.4.1	Fluoreszenzschirm . . . . .	7
3.4.2	Beam Position Monitor . . . . .	7
3.5	Beschleunigung geladener Teilchen . . . . .	7
3.6	Strahloptik - Halten des Elektronenstrahls auf dem Orbit . . . . .	8
3.6.1	Dipolmagneten . . . . .	10
3.6.2	Quadrupolmagneten . . . . .	12
3.6.3	Bewegungsgleichungen . . . . .	13
3.6.4	Sextupolmagneten . . . . .	14
3.7	Betatronschwingungen . . . . .	15
3.7.1	Arbeitspunkt . . . . .	16
3.7.2	Chromatizität . . . . .	16
3.8	Vorbeschleuniger . . . . .	17
3.8.1	Klassischer Linearbeschleuniger . . . . .	19
3.8.2	Hochfrequenzbeschleunigungsstrukturen . . . . .	21
3.8.3	Mikrotron . . . . .	23
3.9	Synchrotron . . . . .	24
3.10	Synchrotronstrahlung . . . . .	24
3.11	Speicherring . . . . .	25
<b>4</b>	<b>Experiment</b>	<b>26</b>
4.1	Energieschwankungen des Linacs . . . . .	26
4.2	Optimierung der Injektion in den Booster . . . . .	33
4.2.1	Bestimmung des Energieakzeptanzbereichs für den Booster . . . . .	33
4.2.2	Messung der Phasenakzeptanz des Boosters . . . . .	36
4.3	Untersuchung des Arbeitspunktes . . . . .	38
4.3.1	Messung des Arbeitspunktes . . . . .	38
4.3.2	Messung der Dynamik des Arbeitspunktes . . . . .	44
4.4	Untersuchung der Chromatizität . . . . .	47
4.4.1	Messung der Chromatizität . . . . .	47

4.4.2	Messung der Dynamik der Chromatizität . . . . .	50
<b>5</b>	<b>Ergebnisse</b>	<b>52</b>
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>53</b>
<b>7</b>	<b>Danksagung</b>	<b>54</b>
<b>8</b>	<b>Eigenständigkeitserklärung</b>	<b>55</b>
<b>9</b>	<b>Quellen</b>	<b>56</b>
<b>10</b>	<b>Anhang</b>	<b>58</b>
10.1	Benutzte Matlabskripte . . . . .	58
10.1.1	Verlauf der magnetischen Flussdichte und der Energie im Booster .	58
10.1.2	Korrelationsuntersuchungen zwischen Strahllage und Klystronspan- nung im Injektionsweg . . . . .	59
10.1.3	Funktion zur Messung des momentanen Tunes im Booster . . . . .	64
10.1.4	Skript zur Messung der Dynamik des Tunes im Booster . . . . .	65
10.1.5	Skript zur Messung der Dynamik der Chromatizität im Booster . . .	69

## 1 Vorwort

Als angehender Physiker muss ich im zum Abschluss meines Bachelorstudiums eine Abschlussarbeit schreiben. Dabei war es mir selbst überlassen auszusuchen, in welchem Bereich ich mich dabei einarbeiten möchte. Da mich vor allem die Anwendung der Physik und insbesondere auch großtechnische Anlagen schon immer besonders interessiert haben, habe ich mich dazu entschlossen, mich auf das meiner Meinung nach spannendste Projekt in Adlershof zu konzentrieren: die Elektronenspeicherringanlage „BESSY II“. Nach einem Gespräch mit Prof. Dr. Jankowiak haben wir uns auf das erst einmal allgemein gehaltene Thema „Messungen am Synchrotron“ geeinigt. Mit meinem Betreuer Dr. Kuske habe ich dann letztlich die Energieschwankungen des Linacs, die Energie- und Phasenakzeptanz des Synchrotrons, sowie die Oszillationen des Strahls im Synchrotron untersucht.

## 2 Einleitung

BESSY, die **B**erliner **E**lektronen-**S**peicherring Gesellschaft für **S**ynchrotronstrahlung ist eine dienstleistungsorientierte Gesellschaft, die Synchrtronstrahlung für naturwissenschaftliche Forschung, die Industrie und Wissenschaftlern aus aller Welt bereitstellt. Die erste Synchrotronstrahlungsquelle wurde nach der Gründung von BESSY im Jahre 1972 von 1982 bis 1999 in Berlin-Wilmersdorf betrieben. Die neue, oft als BESSY II bezeichnete Anlage, in Berlin-Adlershof ist seit 1998 in Betrieb und zählt zu den modernsten Synchrotronstrahlungsquellen der Welt.

Synchrotronstrahlungsquellen bestehen im wesentlichen aus in einem Vakuumrohr kreisenden, leichten und geladenen Teilchen, in der Regel sind das Elektronen oder Positronen. Das BESSY II besitzt einen Speicherring für Elektronen mit einem Umfang von etwa 240m. Es gibt insgesamt 46 Beamlines in denen die Synchrotronstrahlung aus dem Speicherring zu den Versuchsplätzen geführt wird. Platziert werden diese da, wo die Synchrotronstrahlung entsteht: An den Dipolmagneten, wo die Elektronen auf eine Kriesbahn gezwungen werden oder an speziellen magnetischen Strukturen auf den Geraden, die sogenannten „Insertion Devices“. Dazu gehören die Undulator- und Wigglerstrukturen. Mit speziellen Undulatoren lässt sich dann auch zum Beispiel die Polarisation des entstehenden Synchrotronlichts beeinflussen.

Die dabei gewonnene Strahlung liegt im Spektralbereich des weichen Röntgenlichts und erstreckt sich dabei vom langwelligen Terahertzbereich (6meV) bis zur harten Röntgenstrahlung (150keV). Sie lässt sich durch geeignete Anordnungen von Monochromatoren, Gittern und Undulatoren auf die gewünschte Energie und Polarisation einstellen. Die kleinen Strahlquerschnitte und zeitlich stark begrenzten Photonenpulse ermöglichen Untersuchungen mit hoher Orts- und Zeitauflösung. Verwendet wird die Strahlung unter anderem für

die Untersuchung neuer Materialien, historischer Gegenstände, sowie für Materialprüfungs- und Eichmessungen der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt. Besonders im Fokus steht dabei die Untersuchung neuer Solarzellenbauteile, da es in Adlershof viele Institute gibt, welche sich mit der Entwicklung von besonders effizienten und langlebigen Solarzellen beschäftigen.

Die Experimentatoren haben hohe Ansprüche an die Strahlung: Gewünscht wird Synchrotronstrahlung größtmöglicher Brillianz (Anzahl der abgestrahlten Photonen auf kleinstmöglichen Raumwinkel möglichst groß) mit konstanter Intensität. Da die Intensität der gewonnenen Strahlung proportional zum gesamten Elektronenstrom im Speicherring ist, muss dieser konstant gehalten werden. Das bedeutet möglichst wenig Teilchenverlust und wenn möglich, ein ständiges Nachfüttern verloren gegangener Elektronen.

Die Elektronen bewegen sich über die gesamte Flugzeit hinweg in einem evakuierten Rohr. Sie werden zu Beginn von einer Elektronenkanone erzeugt. Diese besteht grundsätzlich aus einer, vom negativ geladenen Wehnelt-Zylinder umgebenen, Glühkathode, von wo aus die Elektronen durch die Anodenspannung zur Anode hin beschleunigt werden. Der Wehnelt Zylinder dient dabei der Fokussierung. Zwischen Anode und Kathode befindet sich weiterhin ein Gitter, dessen positive Gegenspannung den Elektronenfluss regelt. Das Gitter ist mit einer Schaltung gekoppelt, die es ermöglicht Elektronenbunche mit einer Pulsdauer im Bereich einer ns zu erzeugen. Diese Elektronen wurden dann bis Mitte 2011 im Microtron auf etwa 50MeV vorbeschleunigt. Seitdem hat ein Linac des französischen Weltkonzerns für Rüstungstechnologie Thales diese Aufgabe übernommen, welcher auch im „Top up“ Modus in der Lage ist, einzelne Elektronenpakete mit hoher Ladung zu erzeugen, um so zur gewünschten, hohen Brillianz in einzelnen Lichtblitzen beizutragen. Nach dem Vorbeschleunigungsprozess werden die Elektronenpakete im Hauptbeschleuniger, dem Synchrotron, auf bis zu etwa 1,7 GeV beschleunigt, um dann in den Elektronenspeicherring injiziert zu werden. Dort werden insgesamt 300mA Elektronenstrom mit Hilfe von 32 Dipolelektromagneten auf einer Kreisbahn gehalten. Diese befinden sich an den Ecken des, aus insgesamt 32 kreisförmig angeordneten Geraden zusammengesetzten, Speicherrings. Die an diesen Ecken durch den hier stattfindenden, radialen Beschleunigungsprozess der Elektronen entstehende Synchrotronstrahlung wird von Strahlrohren an die jeweiligen Messplätze weitergeleitet, wo die Wissenschaftler ihre eigenen Messapparaturen zur Nutzung der Synchrotronstrahlung aufbauen. Aufgrund ihrer besonderen spektralen Eigenschaften wird meist auf die Strahlung der Undulator- und Wigglerstrukturen in den Geraden zurückgegriffen.

Da das Microtron im Sommer 2011 durch einen neuen Linearbeschleuniger ersetzt wurde, müssen jetzt viele kleine Anpassungsarbeiten geleistet werden, um den Rest der Anlage auf die neue Elektronenquelle abzustimmen. Nur so kann das volle Potential des Linacs auch ausgeschöpft werden. Dafür ist es hilfreich, am Synchrotron den Arbeitspunkt, sowie die Chromatizität dynamisch zu bestimmen, um so die Arbeitsparameter der Quadrupolmagnete in der Injectionline, sowie der Sextupolmagnete im Synchrotron entsprechend zu

optimieren. Diese wurden bisher manuell bestimmt und bei Bedarf überprüft. Eine dynamische Messung und Verwendung dieser Daten während des Beschleunigungsprozesses im Synchrotron zur Einstellung anderer Parameter könnte helfen, den Beschleunigungsprozess im Synchrotron weiter zu optimieren.

Dazu soll ein Matlab Programm zur dynamischen Bestimmung des Arbeitspunktes und der Chromatizität, sowie zur Anpassung einiger Parameter, um den Synchrotronstrahl zu optimieren, entwickelt werden.

Zu Beginn werden die theoretischen Grundlagen zu Elektronenbeschleunigern dargestellt, im Folgenden dann die gemachten Messungen. Abschließend werden die ermittelten Ergebnisse der Messungen dargestellt, sowie die weiteren Anwendungsmöglichkeiten dieser Messungen diskutiert. Die jeweils verwendeten Matlabcodes sind immer im Anhang zu finden.

## 3 Einführung in die Theorie der Teilchenbeschleuniger

### 3.1 Das Vakuum

Damit unsere Elektronen nicht durch Stöße und andere Wechselwirkungen mit Restluftteilchen aufgehalten werden, ist es erforderlich unsere gesamte Anlage unter Vakuum zu setzen. Dabei sollte dieses so gewählt werden, dass die durchschnittliche Strecke, welche die Elektronen zurücklegen bevor sie mit einem Restgasteilchen wechselwirken (mittlere freie Weglänge) größer ist als die Ausmaße der Apparatur. Im Bessy II wird mit etwa  $10^{-8} \text{ mbar}$  Druck in der Vakuumkammer gearbeitet.

Die daraus resultierende Teilchendichte  $\rho$  ergibt sich aus dem idealen Gasgesetz zu

$$\rho = \frac{N}{V} = \frac{p \cdot N_A}{R \cdot T} = \frac{p}{k_B \cdot T} = \frac{10^{-8} \cdot 10^2 \frac{\text{kg}}{\text{m} \cdot \text{s}^2}}{1.38 \cdot 10^{-23} \frac{\text{kg} \cdot \text{m}^2}{\text{K} \cdot \text{s}^2} \cdot 273 \text{K}} \approx 2.65 \cdot 10^{14} \cdot \text{m}^{-3} \quad (1)$$

Die mittlere freie Weglänge für die Elektronen ist natürlich Energieabhängig, liegt aber im Bereich von

$$\lambda = \frac{1}{\rho \cdot \sigma} \approx \frac{1}{10^{14} \text{m}^{-3} 10^{-22} \text{m}^2} = 10^8 \text{m} \quad (2)$$

Das entspricht etwa  $10^6$  Runden im Booster. Der Beschleunigungsprozess im Booster dauert knapp  $33000 \mu\text{s}$ . Das entspricht bei einer Rundenzeit von etwa  $320 \text{ ns}$  um die  $10^5$  Runden. Insofern sollte das Vakuum ausreichen um die Elektronen ohne nennenswerte Verluste durch Wechselwirkungen mit Restgasteilchen auf die benötigten  $1.7 \text{ GeV}$  zu beschleunigen.

### 3.2 Relativistische Elektronen

Bereits die Elektronen aus dem Linearbeschleuniger sind mit ihren Energien von über  $50 \text{ MeV}$  der Lichtgeschwindigkeit ausreichend nahe, um ihnen für weitere Betrachtungen eben jene einfach zuzuordnen. Daraus resultiert auch die Äquivalenz von Energie und Impuls dieser Elektronen, auf welche an späterer Stelle zurückgegriffen werden wird. Daher wird dieser Zusammenhang an dieser Stelle hergeleitet.

Die klassische kinetische Energie  $E = \frac{m}{2} v^2$  hat für relativistische Geschwindigkeiten keine Gültigkeit, da sie nur eine im klassischen Grenzfall gültige Näherung (zweites Glied der Taylorreihe um  $v = 0$ ) der allgemeinen relativistischen Energie nach Einstein darstellt. Diese lautet einschließlich der Ruheenergie  $E_0 = m_0 \cdot c^2$ :

$$E = m(v) \cdot c^2 = m_0 \cdot \gamma \cdot c^2 \quad (3)$$

mit dem relativistischen Lorentzfaktor

$$\gamma = \sqrt{\frac{1}{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = \sqrt{\frac{1}{1 - \beta^2}}. \quad (4)$$

Auch bei dem klassischen Impuls  $p = mv$  muss die relativistische Massenzunahme beachtet werden, somit ergibt sich der relativistische Impuls

$$p = m_0 \cdot \gamma \cdot v. \quad (5)$$

Aus dem Quotienten der Gleichungen (3) und (5) erhalten wir durch einfache Umformung und mit der Näherung  $v \approx c$  den relativistische Impuls als Funktion der Energie:

$$p = \frac{E}{c}. \quad (6)$$

An dieser Stelle bleibt es nur noch übrig auch zu zeigen, dass für die Elektronen bei über 50MeV tatsächlich die Lichtgeschwindigkeit eine gute Näherung ihrer Geschwindigkeit darstellt.

Dazu muss Gleichung (3) nach der Geschwindigkeit umgestellt werden. Dabei ergibt sich

$$v_e = \sqrt{c^2 \cdot \left(1 - \frac{m_e^2 \cdot c^4}{E^2}\right)} \quad (7)$$

Zur Verdeutlichung der relativistischen Geschwindigkeit der Elektronen ist in Abbildung 1 die Entwicklung der Geschwindigkeit bis zu einer Energie von 100MeV dargestellt. Es ist gut zu sehen, dass die Elektronen bei 50MeV genähert Lichtgeschwindigkeit haben. Im Nachfolgenden wird Elektronen mit Energien von über 50 MeV dementsprechend die Lichtgeschwindigkeit zugeordnet, auch wenn sie diese nicht zu 100% erreichen können.

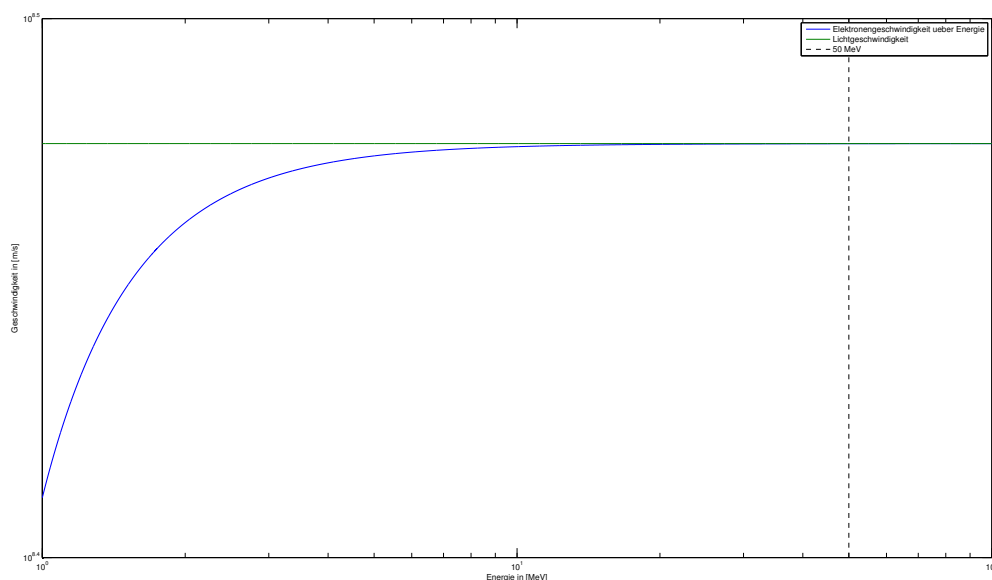


Abbildung 1: Doppelt logarithmische Darstellung des Verlaufs der Geschwindigkeit der Elektronen in Abhängigkeit von ihrer momentanen Energie



### 3.3 Der Elektronenstrahl

Der gepulste Elektronenstrahl wird im Linac mit einer Glühkathode erzeugt und anschließend in zwei Prebunchern in kurze Elektronenpakete komprimiert und auf Geschwindigkeiten mit  $\beta \approx 1$  beschleunigt. Innerhalb dieser Elektronenpakete wechselwirken die Elektronen miteinander. Sie stoßen sich gegenseitig ab und fangen dann aufgrund der rücktreibenden Kräfte an in allen Raumdimensionen zu oszillieren.

Elektromagnetische Wellen oder Schwingungen können im Allgemeinen durch vier Parameter charakterisiert werden: Amplitude, Frequenz, Phase und Polarisation. Im wesentlichen gilt für unseren Elektronenstrahl in der Beschleunigungsstruktur das selbe. Wobei die Polarisation eines Elektronenstrahls entsprechend der quantenmechanischen Definition für die Polarisation eines Ensembles als die statistische Verteilung der Spins der Einzelelektronen bzw. deren Mittelwert

$$P = \frac{\text{delta}(NS)}{NS_{up} + NS_{down}} \quad (8)$$

zu verstehen ist. Interessanterweise kommt es im Speicherring zum sogenannten Sokolov-Ternov-Effekt, welcher eine Anreicherung der Elektronen mit zum Magnetfeld entgegengesetzten Spin zur Folge hat. Dies kommt dadurch zustande, dass die magnetische Energie, für zum Magnetfeld anti parallele Spins, bei Elektronen am geringsten ist. Somit ist die Wahrscheinlichkeit für einen Spin-Flip Prozess unter Emission von Synchrotronstrahlung in den anti parallelen Spin Zustand wahrscheinlicher und es kommt mit der Zeit zu einer Anreicherung von Elektronen mit zum Magnetfeld entgegengesetzten Spin auf bis zu 92.4% [10]. Dies ist eine für die Lebensdauer der Elektronen im Speicherring günstige Tatsache, da Elektronen mit selben Spin schwächer Wechselwirken und somit die Oszillationen der Elektronenpakete geringer bleiben.

Für den Beschleunigungsprozess im Bessy II spielt die Polarisation der Elektronen allerdings keine Rolle und es kann davon ausgegangen werden, dass die Polarisation in etwa gleich verteilt ist. Folglich brauchen wir uns nur für die Oszillation des Elektronenstrahls zu interessieren. Diese kommt dadurch zustande, dass sich die Elektronen gegenseitig abstoßen und von der Beschleunigungsstruktur stets aufs neue fokussiert werden, um auf dem gewollten Orbit im Phasenraum gehalten zu werden.

### 3.4 Messung der Lage des Elektronenstrahls

Die Position des Elektronenstrahls kann mit verschiedenen Methoden gemessen werden. Im Wesentlichen muss hier zwischen strahlzerstörenden und indirekten Messmethoden unterschieden werden. Zwei auch im späteren Experiment genutzte sollen an dieser Stelle näher erläutert werden:

### 3.4.1 Fluoreszenzschirm

Eine sehr einfache Messung der Strahlposition ist möglich mit der Kombination aus einem CCD-Sensor und einem fluoreszierenden Target. Das Target wird auf der Elektronenbahn positioniert, womit auch klar ist, dass diese Methode strahlzerstörend arbeitet. Dann kann mit dem CCD-Sensor die Fluoreszenz, ausgelöst durch den Elektronenstrahl auf dem Target, aufgenommen und an einem Computer analysiert und dargestellt werden. Dabei dient ein Linsensystem der Abbildung des Fluoreszenzlichts vom Target auf den CCD-Chip.

### 3.4.2 Beam Position Monitor

Eine weitere Möglichkeit die Strahlage abzuschätzen ist ein Strahllagemonitor (Beam-Position-Monitor, kurz BPM). Dieser besteht im einfachsten Fall aus zwei gegenüberliegenden Messelektroden im Strahlrohr. Diese können sowohl punktförmig („Knöpfe“), als auch länglich („Striblines“) sein.

Mithilfe des BPM und einer „Liberabox“ zur Übermittlung der Messdaten über Ethernet können vorbeifliegende Ladungen erfasst werden. Die Liberabox ist im wesentlichen einfach die Messelektronik zur automatisierten, computergesteuerten Durchführung der Messung an den BPMs (Messung kann mit EPICS gesteuert und aufgenommen werden). Sie misst die Signalamplituden an den gegenüberliegenden Elektroden A und B, die durch vorbeifliegende Elektronen hervorgerufen wird. Das heißt, es werden einzelne Deltapeaks gemessen, deren Höhe von der transversalen Lage des durchfliegenden Elektronenpakets abhängen. Die Peakhöhe korreliert also mit der relativen Strahlage, da näher vorbeifliegende Elektronen in der jeweiligen Elektrode auch zu größeren Signalen führen. Die Strahlage ist dementsprechend proportional zur Differenz des Signals geteilt durch die Summe der Signale:

$$\Delta x \propto \frac{\Delta \text{Sig}(A, B)}{\sum \text{Sig}(A, B)} \quad (9)$$

Im Turn-by-Turn acquisition Modus wird eine Messung je Umlauf durchgeführt und so eine direkte Frequenzanalyse der Oszillation des Strahls an der Position des BPMs ermöglicht.

## 3.5 Beschleunigung geladener Teilchen

Es lässt sich einfach zeigen, dass grundsätzlich nur elektrische Felder zur Änderung der Energie genutzt werden können. Die Energie der Elektronen lässt sich relativistisch schreiben als  $E = \sqrt{m_0^2 \cdot c^4 + p^2 c^2}$ . Es fällt auf, dass die Energie dementsprechend nur durch eine Impulsänderung verändert werden kann. Der relativistische Impuls  $p = \gamma \cdot m_0 \cdot v$  muss also erhöht werden und dass geht nach Newton nur durch das Einwirken einer äußeren Kraft. Grundsätzlich stehen uns dabei folgende Kräfte der Natur zur Verfügung

Kraft	relative Stärke	Reichweite [m]	betroffene Teilchen
Gravitation	$6 \cdot 10^{-39}$	inf	alle
Elektromagnetismus	$\frac{1}{37}$	inf	geladene
Starke Kraft	$\approx 1$	$10^{-15} - 10^{-16}$	Hadronen
Schwache Kraft	$10^{-5}$	$\ll 10^{-6}$	Hadronen und Leptonen

Tabelle 1: Übersicht der Kräfte der Natur <sup>[L1]</sup>

Die letzten beiden Kräfte scheiden aufgrund ihrer geringen Reichweite aus und die Gravitation aufgrund ihrer geringen Stärke. Dementsprechend bleiben nur die elektromagnetischen Kräfte als Kandidaten übrig. Die Kraftwirkung dieser auf geladene Teilchen heißt Lorentzkraft:  $\vec{F}_L = q(\vec{v}x\vec{B} + \vec{E})$ . Aus ihr folgt die Energieänderung bei wirken der Kraft über den Weg  $s$ :

$$\Delta E = \int_{s_1}^{s_2} \vec{F} d\vec{s} = q \cdot \int_{s_1}^{s_2} (\vec{v}x\vec{B} + \vec{E}) d\vec{s} = q \cdot \int_{s_1}^{s_2} \overbrace{(\vec{v}x\vec{B})}^{\perp d\vec{s}, \text{ da } \vec{v} \parallel d\vec{s}} d\vec{s} + \vec{E} d\vec{s} = q \cdot \int_{s_1}^{s_2} \vec{E} d\vec{s} \quad (10)$$

$$\Delta E = q \cdot U \quad (11)$$

Somit ist klar, dass nur elektrische Felder bzw. die elektrischen Komponenten von elektromagnetischen Feldern zur eigentlichen Beschleunigung der geladenen Teilchen, in unserem Fall also der Elektronen beitragen können. Magnetische Felder sind trotzdem von großer Bedeutung, wie der nächste Abschnitt zeigen wird.

### 3.6 Strahloptik - Halten des Elektronenstrahls auf dem Orbit

Die Konstruktion der jeweiligen Anlage legt naturgemäß auch die Sollbahn, Orbit genannt, des Elektronenstrahls fest. Aufgrund des Winkels der einzelnen Elektronen im Strahl zur gegebenen Sollbahn ist es notwendig den Strahl mit externen Feldern im Mittel auf diesem Orbit zu halten. Ansonsten fliegen die Elektronen früher oder später gegen die Wand und gehen verloren.

Die entscheidenden Kräfte dafür sind die Zentripetalkräfte, welche durch die Lorentzkraft kompensiert werden müssen.

$$\vec{F}_L \stackrel{!}{=} \vec{F}_R \quad (12)$$

Die Lorentzkraft  $\vec{F}_L$ , in diesem Fall äquivalent zur Änderung des Impulses der Elektronen, setzt sich aus der elektrischen Kraft  $e\vec{E}$  und der magnetischen Kraft  $\vec{v}x\vec{B}$  zusammen und ergibt sich somit gerade eben zu:

$$\vec{F}_L = e \cdot (\vec{E} + \vec{v}x\vec{B}) = \dot{\vec{p}} \quad (13)$$

Dabei kann von der für Elektronen einfach zu erreichenden Lichtgeschwindigkeit ausgegangen werden. Somit stellt man fest, dass für die selbe Kraftwirkung ein Verhältnis von E- und B-Feld von  $\vec{E} = c\vec{B}$  erhalten wird. Das bedeutet wiederum, dass ein, zu einem ein Tesla starken Magnetfeld, äquivalentes elektrisches Feld eine Feldstärke von  $3 \cdot 10^8 \frac{V}{m}$  haben müsste, was wiederum technisch nicht effektiv realisierbar ist. Dementsprechend ist es gängige Praxis, Magnete für die transversale Strahlführung einzusetzen. Dabei geht es im folgenden um Elektromagnete, bei dem die Magnetfelder durch elektrische Ströme erzeugt werden.

Die auftretenden Zentripetalkräfte müssen von der magnetischen Kraft kompensiert werden:

$$e(\vec{v} \times \vec{B}) \stackrel{!}{=} m \frac{v_y^2}{R} \quad (14)$$

Es kann im Allgemeinen von einem zum externen Magnetfeld ( $\vec{B} = B_z$ ) perpendicular verlaufenden Orbit ( $\vec{v} = v_y$ ) ausgegangen werden, womit sich die obige Gleichung vereinfacht zu:

$$eB_z = \frac{mv_y}{R} = \frac{p_y}{R} \quad (15)$$

oder Allgemein:

$$\frac{e}{p} B_z = \frac{1}{R} = const. \quad (16)$$

Durch einsetzen der Reihendarstellung des benötigten B-Feldes zum Halten der Elektronen auf dem Orbit:

$$B_z(x) = B_{z,0} + \frac{dB_z}{dx}x + \frac{1}{2!} \frac{d^2 B_z}{dx^2} x^2 + \frac{1}{3!} \frac{d^3 B_z}{dx^3} x^3 + \dots \quad (17)$$

in unsere Gleichung für das benötigte Magnetfeld erhalten wir

$$\frac{e}{p} B_z(x) = \frac{e}{p} B_{z,0} + \frac{e}{p} \frac{dB_z}{dx} x + \frac{e}{2!p} \frac{d^2 B_z}{dx^2} x^2 + \frac{e}{3!p} \frac{d^3 B_z}{dx^3} x^3 + \dots \quad (18)$$

was sich vereinfacht darstellen lässt als

$$\frac{e}{p} B_z(x) = \frac{1}{R} + kx + \frac{1}{2!} mx^2 + \frac{1}{3!} ox^3 + \dots \quad (19)$$

Dabei erhalten wir aus der Entwicklung des Magnetfeldes für abweichende Bahnen Ausdrücke für die notwendigen Eigenschaften der benötigten Magnetfelder für die Strahlführung. Die wichtigsten Magnettypen mit den jeweils benötigten Feldverläufen sind in folgender Tabelle aufgeführt:

Magnettyp	Wirkung (in x-Ebene)	Feldverlauf
Dipol	Ablenkung des Strahls	$\frac{1}{R} = const.$
Quadrupol	Fokussierung des Strahls	$k = \frac{e}{p} \frac{dB_z}{dx}$
Sextupol	Kompensation der Chromatizität	$m = \frac{e}{p} \frac{d^2 B_z}{dx^2}$
Octupol	Kompensation von Feldfehlern	$o = \frac{e}{p} \frac{d^3 B_z}{dx^3}$

Tabelle 2: Übersicht der verschiedenen Magnete und ihrer Einsatzzwecke, sowie Feldverläufe

Durch Drehung der Magnete ist es Möglich, die gewünschte Wirkung der jeweiligen Magnete in einer anderen Ebene einzusetzen. Das ist zum Beispiel bei Quadrupolmagneten gängige Praxis: da diese nämlich während sie in der einen Ebene fokussierend wirken in der anderen gerade eben defokussierend wirken. Mit einer hintereinander geschalteten Kombination aus 2 gegeneinander verdrehten Quadrupolen kann man eine insgesamt fokussierende Struktur erstellen - ähnlich wie bei einem Linsensystem in der Optik.

### 3.6.1 Dipolmagneten

Das Magnetfeld der Stahlführungsmagnete können wir uns vereinfacht als nur aus vertikalen Komponenten zusammengesetztes Feld vorstellen, dessen Stärke, wie in Tabelle 2 zu sehen gerade eben proportional zum inversen Krümmungsradius der gewünschten Teilchenbahn sein muss. Zusammen mit den im nächsten Abschnitt erläuterten Quadrupolmagneten bilden sie die Elemente der linearen Strahloptik, welche der Definition des Orbits und der transversalen Fokussierung der Teilchen dienen.

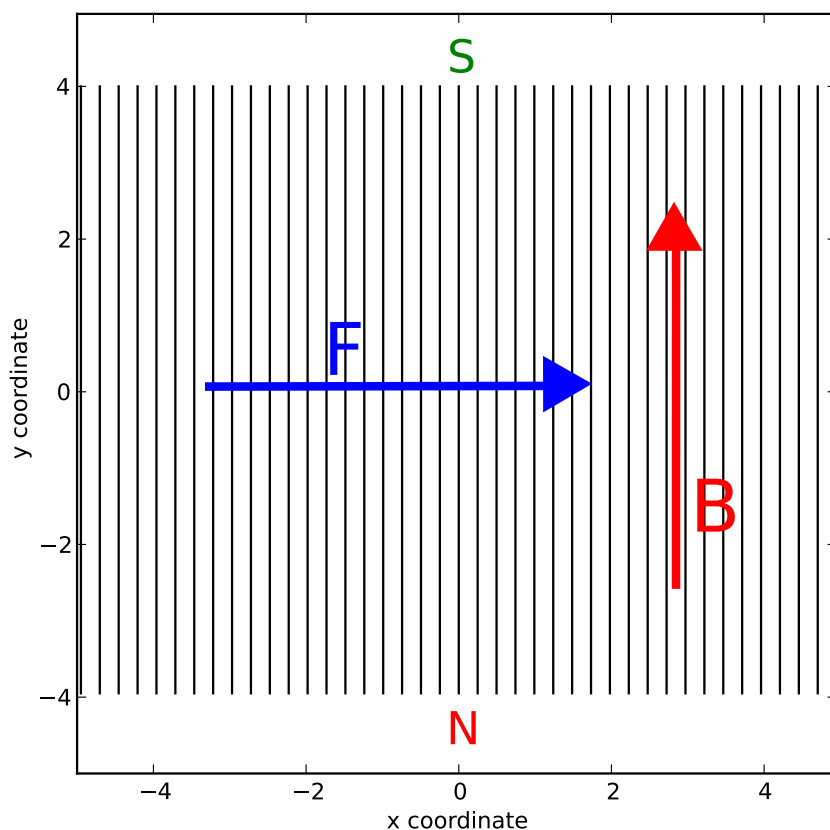


Abbildung 2: Schematische Darstellung der Feldlinien eines Dipolmagneten (Auf den Betrachter zukommende Elektronen würden eine Kraftwirkung nach rechts erfahren)

Sie sind die wohl wichtigsten Magnelemente, da sie die Teilchen auf die gewünschte Kreis-

bahn bringen: in allen Bogenstücken der Anlage müssen Dipolmagnete platziert werden. Die benötigte Feldstärke für einen Krümmungsradius  $\rho = R$  bei relativistischen Teilchen ist gegeben durch:

$$B[T] = \frac{p[eV]}{\rho[m] \cdot e \cdot c[m/s]} = \frac{p}{c \cdot \rho}. \quad (20)$$

Prinzipiell ist es natürlich erstrebenswert auf möglichst kleinem Raum Teilchen größtmöglicher Energie zu erzeugen. Dazu benötigt man also Ablenkmagneten mit größtmöglichen Feldstärken. Die Felder der Dipolmagneten ergeben sich aus der Maxwell-Beziehung:

$$\oint \vec{H} d\vec{s} = h H_{spalt} + l H_{Joch} = n \cdot I \quad (21)$$

mit der Spalthöhe  $h$ , dem Feld im Joch  $H_{Joch}$ , dem Feld im Spalt  $H_{spalt}$  und  $n$  Windungen, in denen der Felderzeugende Strom  $I$  fließt. Für die Felder gilt  $\mu_{r,Joch} H_{Joch} = H_{spalt}$  und allgemein  $\vec{B} = \mu_0 \mu_r \vec{H}$ . Somit ergibt sich die magnetische Flussdichte im Spalt zu:

$$B_{spalt} = \mu_0 \mu_{r,spalt} H_{spalt} = \frac{\mu_0 \mu_{r,spalt} \cdot n \cdot I}{h + l / \mu_{r,Joch}} \approx \frac{\mu_0 \cdot n \cdot I}{h} \quad (22)$$

Mit  $\mu_{r,spalt} \approx 1$  für Luft bzw. Vakuum und  $\mu_{r,Joch} \gg 1$  für Eisen. Diese Gleichung suggeriert einen linearen Zusammenhang zwischen dem Strom und der erreichten Feldstärke. Bei Feldstärken über 1T endet jedoch dieser Zusammenhang und die Feldstärke nähert sich langsam ihrem Sättigungswert um 2T. Wirtschaftlich betreiben lassen sich normal leitende Dipolmagnete daher nur bis etwa 1.35T. Gerade im Bereich heutiger Hochenergiebeschleuniger und auch im Speicherring des Bessy II werden daher supraleitende Spulen für die Erzeugung größerer, magnetischer Flussdichten eingesetzt. So können nahezu beliebige Ströme aufgrund des nicht vorhandenen Widerstands erreicht werden und Magnetische Flussdichten bis etwa 10T.

Das ideale Magnetfeld eines Dipols ist jedoch nur auf kleinem Raum realisierbar. Zu den offenen Enden des Magneten hin fallen die magnetischen Flussdichten ab, da die Feldlinien hier nach außen gedrängt werden. Dieser Effekt kann durch einsetzen sogenannter „Shims“ (kleiner Eisennasen) an die äußeren Innenkanten des Dipols verringert und somit der nutzbare Feldbereich vergrößert werden.

Neben der bereits beschriebenen Dipole zum Halten der Teilchen auf dem Orbit, werden kleinere Dipolmagneten auch oft als Korrekturlemente eingesetzt, mit denen eine zusätzliche, transversale Strahlablage erzeugt werden kann. Weiterhin führen die bereits angesprochenen Impulsabweichungen der einzelnen Elektronen zu stärkeren oder zu schwächeren Ablenkungen in den Dipolen, was wiederum zu einer Oszillatorischen Bewegung um den Orbit führt.

### 3.6.2 Quadrupolmagneten

Die Felder der Quadrupolmagneten sind im Idealfall nur außerhalb des Closed Orbits vorhanden. In der Praxis verläuft der Orbit in der Regel jedoch nicht auf der Idealbahn, sondern weicht auch von ihr ab. Daher ist es notwendig, die Teilchen auf ihrer Umlaufbahn ständig erneut Richtung Idealbahn zu fokussieren. Vom Idealorbit abweichende Teilchen durchkreuzen dann jedoch auch die Quadrupolfelder und werden dann in Richtung Strahlmitte gelenkt. Quadrupole können also ähnlich einer Sammellinse in der Optik eingesetzt werden.

Die Felder der Quadrupole wachsen mit zunehmenden Abstand zur Mitte linear an, wie die folgende Abbildung verdeutlicht:

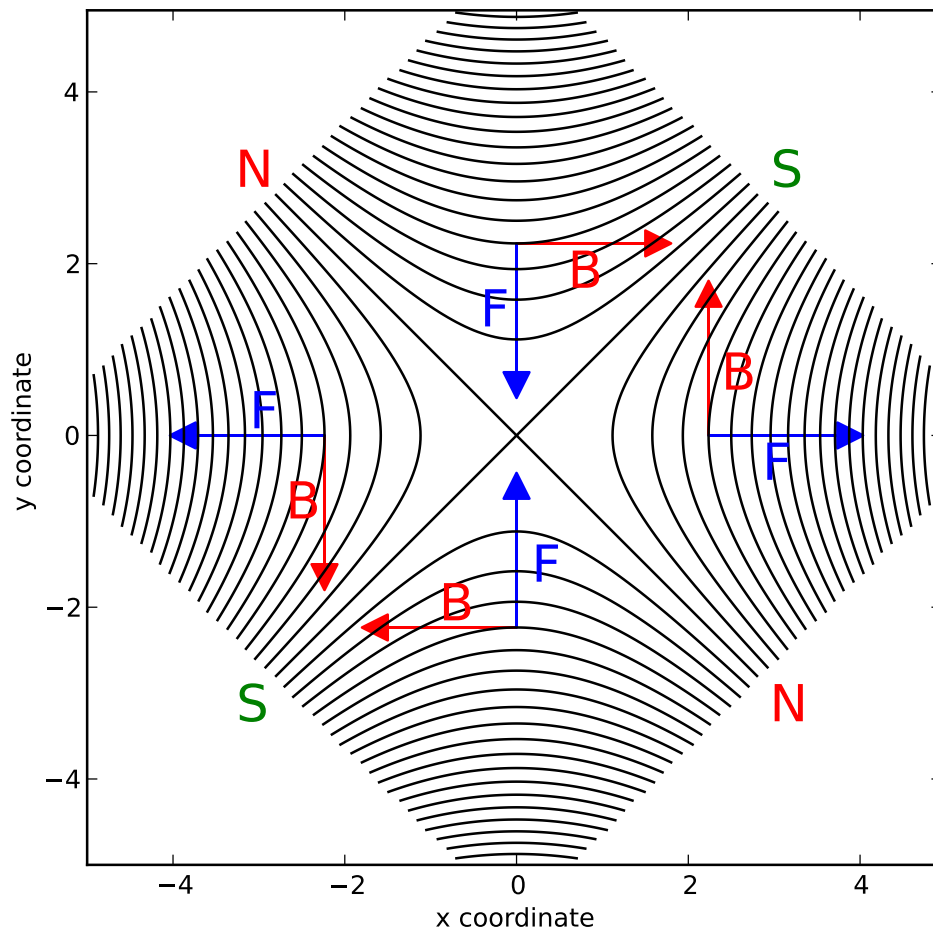


Abbildung 3: Schematische Darstellung der Feldlinien und Kraftwirkung eines Quadrupolmagneten (Die dargestellten Kraftwirkungen wäre beispielsweise zutreffend für Elektronen die auf den Betrachter zukommen)

So erfahren Teilchen, die eine Ablage  $x$  gegenüber dem Sollorbit haben eine linear der

Weite ihrer Ablage entsprechend große Krafteinwirkung Richtung Sollorbit. Dabei wächst aufgrund des gezeigten Feldgradienten der Ablenkungswinkel  $\phi$  mit zunehmendem Abstand der Teilchen zur Sollbahn.

$$\tan(\phi) = \frac{x}{f} \quad (23)$$

Dementsprechend werden Teilchen gleicher Energie, ähnlich wie bei einer Linse, in einem Punkt im Abstand  $f$  zum Quadrupol fokussiert. Daher spricht man auch bei Quadrupolen von Größen, wie der Brennweite. Diese errechnet sich aus der Länge  $L_{quad}$  in Teilchenflugrichtung, über die der magnetische Fluss des Quadrupols homogen vorliegt und seiner Quadrupolstärke  $k$ . Die Ablenkung, die ein Teilchen mit der Ablage  $x$  in einem Quadrupol der Stärke  $k$  erfährt ist

$$dx' = -kx \cdot ds \quad (24)$$

Dementsprechend ergibt sich die Brennweite zu

$$f = \frac{1}{-k \cdot L_{quad}} \quad (25)$$

Dabei ist zu beachtend, dass die Quadrupolstärke  $k$  bei größeren Teilchenenergie kleiner wird. Sie ist proportional zum Strom in den Spulen des Quadrupolmagneten und invers proportional zum Teilchenimpuls. Die Quadrupole wirken dabei immer gleichzeitig fokussierend in einer Ebene und defokussierend in der um 90 Grad gedrehten Ebene. Mit einer Hintereinanderschaltung mehrerer Quadrupole, beispielsweise nach dem FODO-Prinzip: Fokussierend-Drift-Defokussierend-Drift-Fokussierend, ist es trotzdem möglich insgesamt fokussierende Strukturen aufzubauen.

### 3.6.3 Bewegungsgleichungen

Aus der Gleichung (24) für die Ablenkung, die ein Teilchen beim Durchlauf eines Quadrupols erfährt, können wir die Differentialgleichung für dessen Bewegung aufstellen:

$$x'' + k(s)y = 0 \quad (26)$$

Dies ist eine lineare Differentialgleichung zweiter Ordnung des Typs „Hill’sche Differentialgleichung“ bzw. im wesentlichen eine Schwingungsgleichung mit einem periodischen, Rückstellmoment  $k(s)$ . In allgemeinen Koordinaten  $u(s)$  und mit einer Periodenlänge  $l$ , also  $K(s+l) = K(s)$ , der Betrachteten Schwingung lautet sie:

$$u'' + K(s)u = 0 \quad (27)$$

mit

$$K(s)_{Horizontal} = -k(s) + \frac{1}{\rho(s)^2} \quad K(s)_{Vertikal} = k(s) \quad (28)$$



### 3.6.4 Sextupolmagneten

Sextupolmagneten sind die einzigen Magnete der nichtlinearen Strahloptik, auf die an dieser Stelle kurz eingegangen werden soll. Sie bestehen aus jeweils drei abwechselnd, kreisförmig angeordneten Nord- und Südpolen. Sie dienen ebenso wie alle anderen nichtlinearen Elemente der Feldkompensation. In erster Näherung wirkt ein Sextupol einfach ausgedrückt wie ein Quadrupol mit bei zunehmender Strahlablage linear ansteigender Stärke

$$k_{sex} = m \cdot x_s \quad (29)$$

Mit dem Proportionalitätsfaktor  $m$ , der sogenannten Sextupolstärke. Sextupole dienen der Kompensation unerwünschter dynamischer Effekte. So ist die Brennweite der Quadrupole, ähnlich des Effekts der chromatischen Abberation einer optischen Sammellinse, von der Energie der Elektronen des Strahls abhängig. Somit hängt auch der Arbeitspunkt von der Energie ab, was durch die Chromatizität

$$\xi_{x,y} = \frac{\Delta Q_{x,y}}{\frac{\Delta p}{p_{soll}}} \quad (30)$$

beschrieben wird. Eben diesen chromatischen Fehler der Quadrupole versucht man mit den Sextupolen zu kompensieren. Dazu werden diese an den Stellen  $s$  des Orbits platziert, wo die Dispersion besonders groß ist. Die Dispersionsfunktion beschreibt eben jene geschlossene Bahn der Teilchen mit Impulsabweichung  $\Delta p > 0$  und dementsprechend auch einer von der gewünschten, abweichenden Energie  $E = E_s + \Delta E$ .

$$D(s) = \frac{x(s) - x_{soll}(s)}{\frac{\Delta E}{E_{soll}}} = \frac{x(s) - x_{soll}(s)}{\frac{\Delta p}{p_{soll}}} \quad (31)$$

Sie beschreibt also die Abweichung der horizontalen Lage vom idealen Orbit an jeder Stelle  $s$  des Orbits in Abhängigkeit von der Impulsabweichung des Teilchens an dieser Stelle. Wenn also ein Elektron einen Sextupolmagneten mit nach außen hin, quadratisch ansteigender, magnetischer Flussdichte bei  $x(s) = x_{soll}(s) + D(s) \frac{\Delta p}{p_{soll}}$  durchfliegt, erfährt es dort eine von der Energie abhängige Quadrupolwirkung. Aufgrund dieses Effekts, der zusätzlichen Fokussierung von Teilchen mit Impulsabweichung, werden Sextupolmagnete zur Kompensation der chromatisch-selektiven Fokussierung (Chromatizität) der Quadrupolmagneten eingesetzt.

### 3.7 Betatronschwingungen

Mit dem Ansatz

$$u(s) = A \cdot u(s) \cdot \cos[\Psi(s) + \phi] \quad (32)$$

für unsere Bahnfunktion, welche im wesentlichen eine Oszillation um den Orbit beschreibt, bei dem Phase und Amplitude der Schwingung durch die Anfangsbedingungen festgelegt werden und von der Position  $s$  auf dem Orbit abhängen, erhalten wir durch Einsetzen in die Bewegungsgleichung (27) und festhalten der Bedingungen  $A \neq 0$  und  $\Psi = \Psi(s)$  die Gleichung:

$$A \underbrace{[u'' - u\Psi'^2 - K(s)u]}_{\stackrel{!}{=}0} \cos(\Psi + \phi) - A \underbrace{[2u'\Psi' + u\Psi'']}_{\stackrel{!}{=}0} \sin(\Psi + \phi) = 0. \quad (33)$$

Daraus folgt, dass

$$2\frac{u'}{u} = -\frac{\Psi''}{\Psi'} \quad (34)$$

gilt. Durch Integration erhalten wir einen Ausdruck für die Phase

$$\Psi(s) = \int_0^s \frac{d\sigma}{u^2(\sigma)} \quad (35)$$

Welcher in unsere erste Teilgleichung aus Gleichung (33) eingesetzt eine nichtlineare, analytisch nicht lösbare <sup>[L1]</sup> Differentialgleichung liefert:

$$u'' - \frac{1}{u^3} - K(s)u = 0 \quad (36)$$

Die Betafunktion  $\beta(s) := u^2(s)$  (auch als Amplitudenfunktion bezeichnet) und die Emittanz  $\epsilon = A^2$  werden an dieser Stelle eingeführt. Wir erhalten somit als Lösung der Bahnbewegungsgleichung:

$$u(s) = \sqrt{\epsilon\beta(s)} \cos[\Psi(s) + \phi] \quad (37)$$

Es lässt sich also festhalten, dass Teilchen in insgesamt fokussierenden Magnetstrukturen Betatronschwingungen der Amplitude

$$E(s) = \sqrt{\epsilon \cdot \beta(s)} \quad (38)$$

ausführen. Dabei können diese entsprechend den vertikal und horizontal fokussierend ausgerichteten Magnetstrukturen sowohl vertikal als auch horizontal ausgeführt werden. Die in Gleichung (38) definierte Enveloppe  $E(s)$  definiert dabei die maximal mögliche Strahloszillation. Dementsprechend beschreibt sie auch die maximale, transversale Strahldimension.

### 3.7.1 Arbeitspunkt

Der Elektronenstrahl im Synchrotron unterliegt, wie soeben beschrieben, aufgrund der permanent vorliegenden Winkeldivergenzen der einzelnen Elektronen eines Elektronenpakets zum Sollorbit und der, durch die Magnetstrukturen, auf eben diese Elektronen wirkenden Rückstellkräfte, einer gewissen Fluktuation - und zwar in alle Richtungen. Diese Schwingungen des Elektronenstrahls über einen Umlauf werden als Betatronschwingungen bezeichnet. Der Arbeitspunkt oder auch Tune des Synchrotrons ist definiert als die Anzahl an Betatronschwingungen je Umlauf. Dieser kann sowohl vertikal, horizontal als auch longitudinal beschrieben werden. Die longitudinalen Schwingungen werden aufgrund der aus diesen Impulsabweichungen folgenden horizontalen Bahnabweichung durch zu starke oder zu schwache Ablenkung in den Dipolmagneten und anschließend wirkende Rückstellkräfte in den Magnetstrukturen höherer Ordnung auch in den transversalen Frequenzspektren erkannt. Einmal direkt und auch als Verschiebung der Frequenzlinien der eigentlichen transversalen Betatronschwingungen, durch Elektronenpakete bei denen sich transversale und longitudinale Schwingungen überlagern. Die longitudinale Oszillation ist unter dem Begriff „Synchrotronschwingung“ bekannt.

Unter den Arbeitspunkten oder Q-Werten  $Q_{x,y,z}$  im eigentlichen Sinne versteht man die Anzahl der jeweiligen Betatronschwingungen, die in einem Umlauf durchgeführt werden.

$$Q = \frac{\phi(s+l) - \phi(s)}{2\pi} \quad (39)$$

Durch Multiplikation mit der Umlauffrequenz („Revolution-Frequency“) lässt sich die zum jeweiligen Tune zugehörige Frequenz der Betatronschwingung berechnen:

$$f_\beta = Q \cdot f_{rev} \quad (40)$$

Für die spätere Messung des Tunes steht uns nur ein einzelner Strahllagemonitor zur Verfügung, daher können wir die Betatronschwingungen nur als Schwingung der gemessenen Strahlablage untersuchen. Diese schwingt gerade mit der Frequenz

$$dQ \cdot f_{rev} \quad (41)$$

und lässt uns nur den fraktionellen Anteil des Tunes (Q minus ganzzahligen Anteil) bestimmen. Resonanzen der Betatronschwingungen lassen sich dabei ausschließen, da sich im Resonanzfall die Wirkung der Magnetstrukturen von Umlauf zu Umlauf aufaddieren würde, was einem weiteren Umlauf der selben Strahlablage widerspricht.

### 3.7.2 Chromatizität

Unter der Chromatizität des Elektronenstrahls versteht man die bereits im Zusammenhang mit der Wirkung der Sextupolmagnete besprochenen Zusammenhänge zwischen der transversalen Strahldynamik und der Impulsabweichungen der einzelnen Elektronen. Aufgrund

dieser Impulsabweichungen  $\Delta p > 0$  vom eigentlichen Sollimpuls  $p_s = p_{soll}$  erfahren eben diese Elektronen beim durchfliegen der Quadrupolfelder eine unterschiedliche Fokussierung. Dabei kann im Allgemeinen davon ausgegangen werden, dass diese Impulsabweichungen gering gegenüber dem eigentlichen Sollimpuls sind ( $\Delta p \ll p_s$ ), da die gaußförmig verteilten Impulse nicht breiter sind als  $\sigma_p = \frac{\Delta p}{p_s}$ . Die Auswirkungen dieser abweichenden Fokussierung auf die Anzahl der Betatronschwingungen je Umlauf wird von der Chromatizität  $\xi$  erfasst.

Sie entspricht im Grunde genommen der relativen Änderung des horizontalen Arbeitspunkts  $Q_x$  und des vertikalen Arbeitspunktes  $Q_z$  bezüglich der Änderung der Strahlenergie.

$$\xi_x = \frac{\Delta Q_x \cdot p_s}{\Delta p} \qquad \xi_z = \frac{\Delta Q_z \cdot p_s}{\Delta p} \qquad (42)$$

### 3.8 Vorbeschleuniger

Seit Anfang des 20. Jahrhunderts wurden diverse Apparaturen zur Beschleunigung geladener Teilchen für physikalische Experimente entwickelt. Dabei wurden zunächst meist elektrostatische Beschleuniger eingesetzt. Bei diesen konnten mit den maximal technisch realisierbaren Hochspannungen von etwa 4 MV<sup>[L1]</sup>, welche mittels raffinierter Tricks in kurzen (einge 10ns bis hin zu einigen  $\mu s$ ) Pulsen noch weiter bis auf etwa 6 MV<sup>[L1]</sup> erhöht werden konnten, Strahlenergien von bis zu 1000 MeV bei mehrfach ionisierten Ionen realisiert werden. Dabei wurden im wesentlichen zwei Elektroden, wovon eine die Teilchenquelle darstellt, mit einem dazwischenliegenden statischen elektrischen Feld, zur Beschleunigung der Teilchen, eingesetzt. Als Teilchenquelle für Elektronen, um welche es im Folgenden ausschließlich gehen soll, diente die aus der Röhrentechnik bereits bekannte Glühkathode. Der Beschleunigungsraum muss natürlich bestmöglich evakuiert werden um eine Abbremsung oder den Verlust der Strahlteilchen durch Stöße mit Molekülen des Restgases zu vermeiden. Natürlich lassen sich ungewollte Kriechströme unterschiedlichster Art nicht gänzlich vermeiden, wie die folgende Abbildung verdeutlicht:

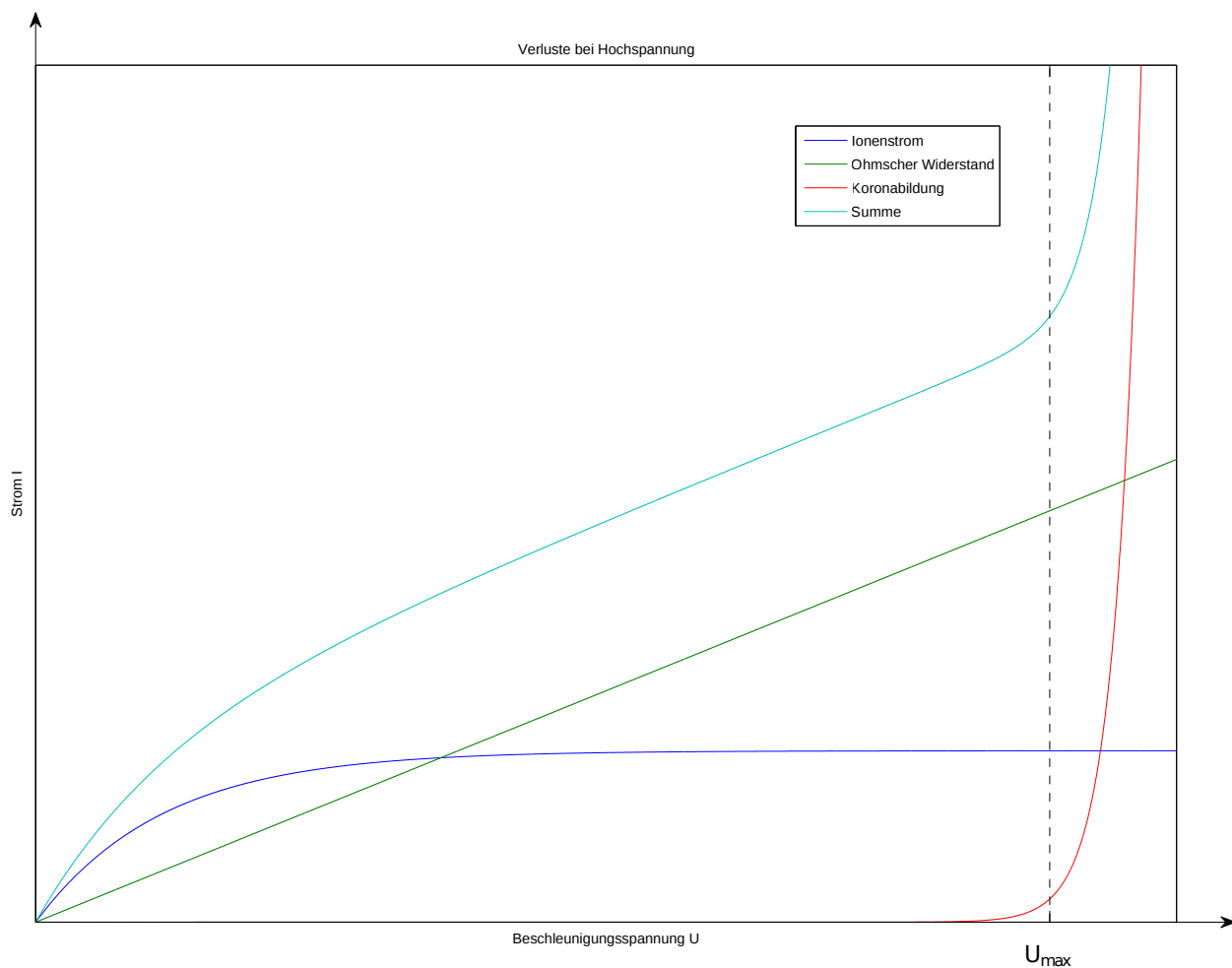


Abbildung 4: Verlustströme bei Hochspannung in elektrostatischen Beschleunigern

Das gemeinsame Hauptproblem der elektrostatischen Beschleuniger liegt in der Obergrenze der realisierbaren Hochspannung aufgrund eben dieser unvermeidbaren Kriechströme. Diese setzen sich im wesentlichen aus dem Strom durch nicht perfekte Isolatoren mit endlichem ohmschen Widerstand, dem Ionenstrom durch das Restgas (wozu auch der Teilchenstrahl selbst gehört) und den Koronaströmen zusammen (Siehe Abb. 1). Dabei kommt der Güte des vorhandenen Vakuums eine weitere wichtige Rolle zu: sie kann natürlich die Zeitpunkte des Einsetzens von Koronabildung deutlich verzögern, sowie den ohmschen Widerstand weiter erhöhen und so den Anstieg der Geraden der ohmschen Verluste verringern.

Die Koronabildung stellt aber den eigentlich begrenzenden Faktor dar: Ab einer gewissen Spannung  $U_{max}$  werden geladene Teilchen nahe der Elektroden so stark beschleunigt, dass sie durch Stöße mit anderen Molekülen lawinenartig immer mehr Ionen freisetzen. Dabei kommt es dann zu einem Funkenüberschlag. Der ungewollte Strom steigt also ab  $U_{max}$  durch die Koronabildung exponentiell an und die Hochspannung kann nicht aufrecht erhalten werden.

Da die erreichbare Strahlenergie direkt proportional zur maximal erreichbaren Hochspannung ist, ist diese bei elektrostatischen Beschleunigern auch direkt begrenzt.



Driftröhren immer länger werden, damit die Elektronen immer die selbe Beschleunigungsspannung  $U_B$  durchlaufen oder die HF-Spannung oder Frequenz immer weiter erhöht werden. Letztere sind sehr kostspielig und die maximal erreichbare Hochspannung erreicht schnell physikalische Grenzen. Daher wird meist auf die günstigere, konstante HF-Spannung und eine zunehmende Länge der Driftröhren gesetzt. Während die Elektronen, die nach dem Prinzip von Faraday feldfreien Driftröhren durchlaufen, spüren sie die HF-Spannung nicht. Diese muss in dieser Zeit um  $\frac{\tau_{HF}}{2}$  weiterlaufen, damit die Elektronen sich immer zwischen den selben beiden Potentialen befinden, wenn sie in die Spalte eintreten. Daraus folgt für die Mindestlänge des  $n$ -ten Driftröhres:

$$l_n = v_n \cdot \frac{\tau_{HF}}{2} \quad (45)$$

Da die Geschwindigkeit der Elektronen jedoch wie bereits gezeigt rasch gegen die Lichtgeschwindigkeit strebt, ist ab einer gewissen Elektronenenergie eine Anpassung der Länge der Driftröhren oder der HF-Phase nicht mehr notwendig. Eben dieses Prinzip macht man sich in Kreisbeschleunigern und Speicherringen zu nutze, wo die Elektronen immer wieder die selbe Beschleunigungsstruktur durchlaufen. Das Wirkprinzip dieser wird im Abschnitt 3.9.2 erklärt.

Das theoretische Problem der leicht verteilten Elektronen eines Elektronenbunches, welche alle eine unterschiedliche Beschleunigungsspannung

$$U_B = U_{max} \cdot \sin(\Phi_B) \quad (46)$$

in Abhängigkeit von der Phase  $\Phi_B$  der HF-Spannung durchlaufen und somit unterschiedlich beschleunigt werden, lässt sich leicht lösen. Man legt den Sollwert von  $U_B$  folgendermaßen fest:

$$U_s = U_{max} \cdot \sin(\Phi_s) \quad (47)$$

Dabei werden bei kleinen Abweichungen  $+\Delta\Phi_s$  von diesem Sollwert die Elektronen in der nächsten Beschleunigungsstrecke gerade eben etwas früher eintreffen und damit diesmal eine Beschleunigungsspannung  $U_B < U_s$  erfahren oder umgekehrt. Dieses Prinzip wirkt der Energiedivergenz der Elektronen entgegen und entspricht somit einer longitudinalen Fokussierung. Tatsächlich kommt es dann zu einer gewissen Oszillation um den Sollwert.

$$\Phi_B = \Phi_s \pm \Delta\Phi_s(n) \quad (48)$$

Dies ist das Prinzip der Phasenfokussierung, welches in Abbildung 6 noch einmal verdeutlicht wird. Der Enrgiezuwachs je durchlaufener Beschleunigungsstrecke hängt entsprechend

$$E = e \cdot U_B = e \cdot U_s = e \cdot U_{max} \cdot \sin(\Phi_s \pm \Delta\Phi_s) \quad (49)$$

von der jeweils durchlaufenen Phase der Hochfrequenz ab. Es kommt also aufgrund kleiner Energiedifferenzen zwischen den Elektronen zu einer longitudinalen Schwingung um die Sollphase.

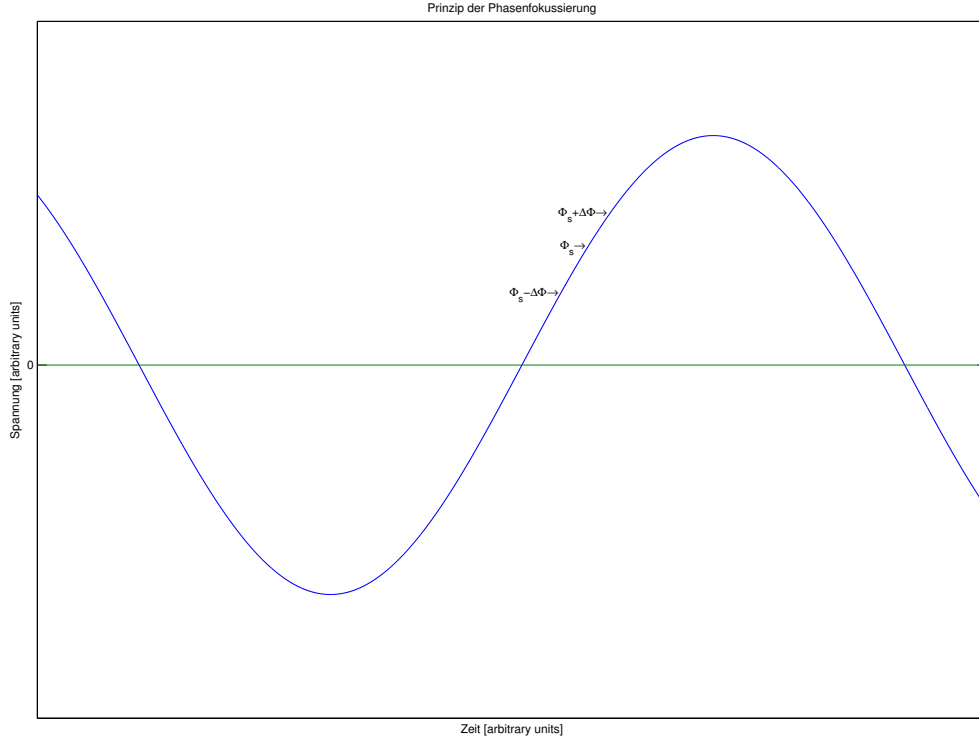


Abbildung 6: Prinzip der Phasenfokussierung bei Nutzung von  $U_s \approx \frac{U_{max}}{2}$ . Teilchen kleinerer Energie kommen früher an und sehen eine größere Beschleunigungsspannung und umgekehrt. Daraus folgt eine Fokussierungswirkung hin zur Sollphase  $\Phi_s$  mit der Spannung  $U_0 = U_{HF}(\Phi_s)$

### 3.8.2 Hochfrequenzbeschleunigungsstrukturen

Nachdem im Linac die Elektronen aus der Elektronengun kommen, werden sie in einer Hochfrequenzbeschleunigungsstruktur auf 50 MeV beschleunigt. Diese besteht im wesentlichen aus einem langen, zylindrischen Hohlraumresonator, in den eine elektromagnetische Hochfrequenzwelle eingespeist wird. Durch Irisblenden innerhalb des Hohlraumresonators wird im Anfangsbereich, wo  $\beta < 1$  gilt, eine Phasen Anpassung der eingespeisten elektromagnetischen Hochfrequenzwelle an die innerhalb der Struktur zunehmende Geschwindigkeit der Elektronen erreicht. So können die Elektronen auf der Sollphase der Hochfrequenzspannung durch den Hohlraumresonator „surfen“ und dabei Energie von der stehenden Welle aufnehmen. Dabei hängt der Energiegewinn je Kammer von der jeweils momentanen Phase der HF ab.

Nach dem selben Prinzip wird eine elektromagnetische Hochfrequenzwelle in die Hochfrequenzbeschleunigungsstrukturen, im Synchrotron und im Speicherring eingespeist. Hier sind die Irisblenden auch nicht mehr notwendig, da die Elektronen bereits die Lichtgeschwindigkeit so gut wie erreicht haben und somit die Zeit je Umlauf konstant bleibt. Die



stehende Welle in den Cavities hat natürlich eine Beschleunigende und eine bremsende Phase und erzeugt so die sogenannten „Buckets“. Dass sind genau die Phasenintervalle, welche bei gleichförmigen Umlauf mit Lichtgeschwindigkeit immer die beschleunigende Phase in den Cavities sehen und somit im Synchrotron beschleunigt werden bzw. im Speicherring die in Form von Synchrotronstrahlung abgegebene Energie zurückbekommen.

Entsprechend dem Prinzip der Phasenfokussierung kommt es durch die HF-Struktur zur Ausbildung eben jener „Buckets“, dass sind die Bereiche des Phasenraums, in denen die Teilchen einer stabilen Synchrotronschwingung unterliegen. Außerhalb dieser Separatrix (Grenze zwischen zwei Phasenraumbereichen einer Differentialgleichung, in denen eine andere Bewegungsart vorliegt, wie z.B. zwischen dem Bereich des hin- und her Schwingens und dem des im Kreis Drehens beim Fadenpendel) gehen die Teilchen im Gegensatz zum Fadenpendel einfach verloren. Folgende Abbildung zeigt den Phasenraum der Bewegungsgleichung unserer Teilchen:

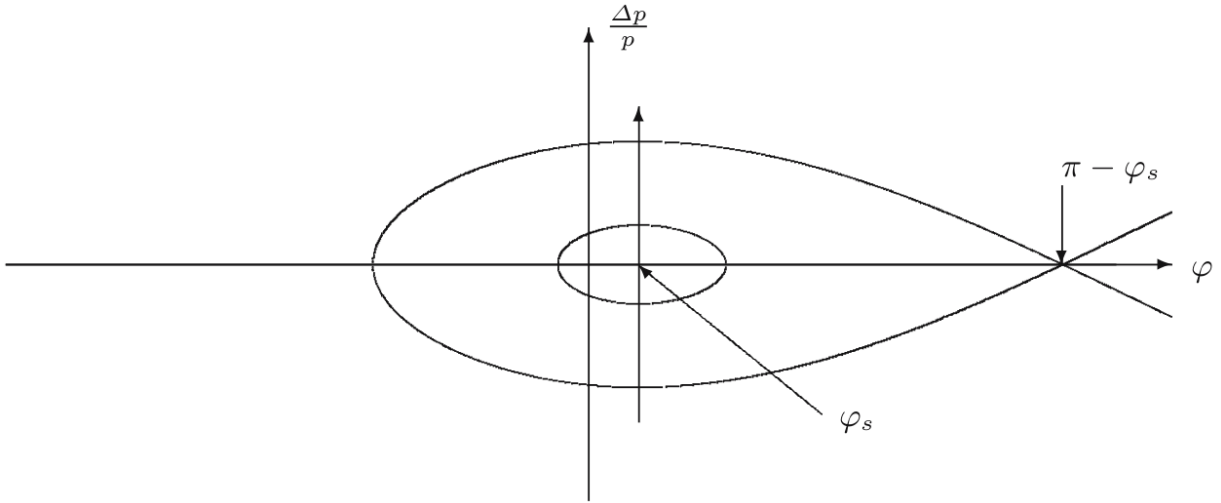


Abbildung 7: Prinzip der Ausbildung von Buckets durch die Grenze zwischen dem phasenstabilen und -nichtstabilen Bereich im Phasenraum. Die nächstäußere Phasenraumtrajektorie wäre in diesem Fall nicht mehr innerhalb einer Periode unserer HF geschlossen und zeigt den instabilen Bereich der Synchrotronbewegung. Bei kleineren Impulsabweichungen bewegen sich die Teilchen auf einer elliptischen Phasenraumtrajektorie entgegen dem Uhrzeigersinn.<sup>[L2]</sup>

Setzt man die Bedingung der Separatrix bei  $\Delta E = 0$

$$\Delta \Psi_{max} = \pi - 2\Psi_s \quad (50)$$

In die Bewegungsgleichung<sup>[L1Glg.5.94]</sup> der Teilchenbewegung ein, erhält man den Hamiltonian der teilchenbewegung auf der Phasenraumtrajektorie der Separatrix.

$$H = \frac{\beta^2 e U_0 E}{\pi q (\alpha - \frac{1}{\gamma^2}) [\cos(\pi - \Psi_s) + (\pi - 2\Psi_s) \sin(\Psi_s)]} \quad (51)$$

Wird dieser wieder in die Bewegungsgleichung eingesetzt erhalten wir unsere maximale Energieabweichung.

$$\Delta E_{max} = \pm \sqrt{-\frac{\beta^2 e U_0 E}{\pi q (\alpha - \frac{1}{\gamma^2})} [\cos(\Psi_s + \Delta\Psi) + \cos(\Psi_s) + (2\Psi_s + \Delta\Psi - \pi) \sin(\Psi_s)]} \propto \sqrt{U_0} \quad (52)$$

### 3.8.3 Mikrotron

Das Prinzip des Mikrotrons ist recht simpel: Es beruht auf (mindestens) einer Hochfrequenzbeschleunigungsstrecke (Mikrowellenhohlraumresonator), welche viele male hintereinander von den Elektronen durchlaufen wird. Das ganze befindet sich in einem von einem Dipolmagneten erzeugten, externen Magnetfeld (senkrecht zur Beschleunigungsrichtung im Resonator), sodass die Elektronen durch die Lorentzkraft auf eine Kreisbahn gezwungen werden. Diese führt die Elektronen somit unabhängig von ihrer Energie zurück in den Resonator - vorausgesetzt, dass die Elektronen keine Energie verlieren und das Magnetfeld homogen ist. Der Radius dieser Bahnen nimmt natürlich mit jedem Durchlauf der Beschleunigungsstrecke zu bis letztendlich das Magnetfeld verlassen wird und die beschleunigten Elektronen das Mikrotron verlassen (Siehe Abb. 2a).

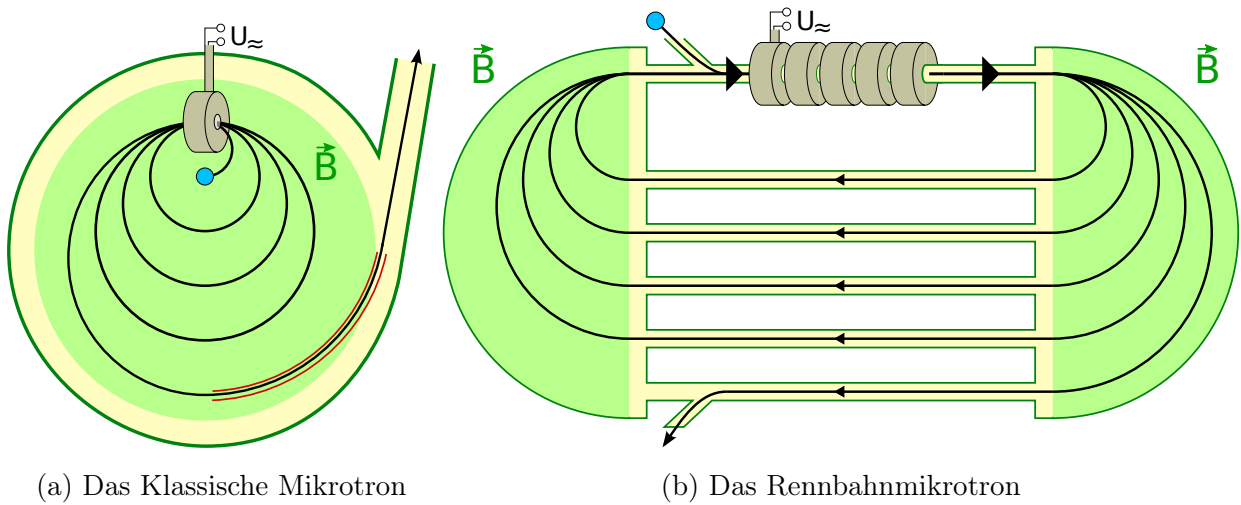


Abbildung 8: Die bekanntesten Varianten des Mikrotrons

Um eine längere und somit effektivere Beschleunigungseinheit verwenden zu können eignet sich besonders das sogenannte Rennbahnmikrotron (Sich Abb. 5b), bei dem zwei halbkreisförmige Magnetfelder Links und rechts der Beschleunigungsstrecke so angeordnet werden, dass genügend Platz zwischen ihnen ist für eine längere Beschleunigungsstrecke, sowie eine Injektions- und Extraktionsmöglichkeit für die Elektronen. Mit jedem Durchlauf der Beschleunigungsstrecke gewinnen die Elektronen an Energie und fliegen durch die nächstgrößere bzw. längere Bahn. Die Elektronen müssen bei dieser Variante natürlich mit einer

wohldefinierten Energie injiziert werden und um einen ebenso wohldefinierten Energiebetrag beschleunigt werden, damit die durchlaufenen Bahnen genau berechnet werden können und die Elektronen beim Wiedereintritt in den Resonator die jeweils beschleunigende Phase treffen. Diese sind nämlich durch den Zusammenbau des Rennbahnmikrotrons eindeutig festgelegt. Auf den geraden Verbindungsstücken ist auch genügend Platz um die Elektronen immer wieder zu fokussieren.

### 3.9 Synchrotron

Als Hauptbeschleuniger kommt oft wie auch beim Bessy II ein Synchrotron zum Einsatz. Dieses ist im Bessy II in der Lage die Elektronenenergie von etwa 50 MeV auf bis zu etwa 1,7 GeV zu Boosten.

Beim Eintritt in das Synchrotron, sind die Elektronen bereits mit Lichtgeschwindigkeit unterwegs, das heißt  $\beta \approx 1$  und es ist keine weitere Phasen Anpassung mehr notwendig. Die Umlaufzeit der Elektronen um den Kreisbeschleuniger (das Synchrotron) benötigen keine Phasen Anpassung innerhalb der HF-Struktur. Die Teilchen und ihre Umlauffrequenz sind mit der HF-Frequenz synchronisiert.

Zur Fokussierung werden Magnetstrukturen verwendet. Dabei werden, wie bereits im Abschnitt 2.3., erklärt verschiedene Arten von Magneten eingesetzt: Die Dipolmagneten zur Strahlablenkung, die Quadrupolmagneten zur Strahlfokussierung und die Sextupole zur Kompensation der Chromatizität. Außerdem natürlich auch die Dipole zum Halten der Teilchen auf der Kreisbahn. Der Strom in den Dipolen muss zusammen mit dem magnetischen Fluss und synchron zu der von Umlauf zu Umlauf zunehmenden Teilchenenergie auf einer Beschleunigungsrampe hochgefahren werden. Beim Bessy II schwingt die Energie im Booster mit 10 Hz.

### 3.10 Synchrotronstrahlung

Bei der Beschleunigung geladener Teilchen entsteht die sogenannte Bremsstrahlung. Oft wird die im Zusammenhang mit dem Abbremsen von Teilchen in Materie erzeugte Bremsstrahlung als Bremsstrahlung im eigentlichen Sinne verstanden.

Die Synchrotronstrahlung ist eine Spezialform der allgemeinen Bremsstrahlung, bei der relativistische, geladene Teilchen durch Ablenkung in einem Magnetfeld zu einer Änderung der Richtung ihres Impulses gezwungen werden. Diese Richtungsänderung stellt natürlich auch eine Beschleunigung dar. Physikalisch macht es keinen Unterschied auf welchem Weg die Bremsstrahlung erzeugt wird. Allen liegt das gleiche Prinzip zu Grunde: geladene Teilchen werden Beschleunigt. Dabei ist zu beachten, dass auch die Änderung einzelner Komponenten eines Impulsvektors  $\vec{p}$  ohne den Gesamtbetrag zu ändern ebenso eine Beschleunigung darstellt. Dabei wird tangential zur Bewegungsrichtung Strahlung abgegeben. Die abgegebene Leistung ist dabei invers proportional zur Masse und wird mit  $\gamma = \frac{E}{m_0 c^2}$

von der Lamor-Formel beschrieben.

$$P_\gamma = \frac{e^2 c^2}{6\pi\epsilon_0} \frac{\beta^4 \gamma^4}{\rho^2} \stackrel{v \approx c}{=} \frac{e^2 \cdot E^4}{6m_0^4 c^6 \pi \epsilon_0 \cdot \rho^2} \quad (53)$$

Daher ist die maximal erreichbare Energie in Kreisbeschleunigern mit schweren Teilchen deutlich größer, da hier weniger Verluste aufgrund der geringeren Synchrotronstrahlung auftreten. Ist hingegen eine Anlage zur Erzeugung von Synchrotronstrahlung gewünscht, sollte man leichte Teilchen, wie beispielsweise Elektronen verwenden um hohe Intensitäten erreichen zu können. Dementsprechend benötigen große Elektronen oder und Positronen-speicherringe eine sehr Leistungsstarkes RF-System, um den Energieverlust jedes Umlaufs zu kompensieren. Daher werden für solche Beschleuniger oft besonders große Kreisradien benutzt, bzw. genaue Kostenoptimierungen im Vorhinein gemacht um die Kosten für längere Tunnel und größere Magneten mit den Kosten für ein Leistungsstarkes HF-System mit Kupfer Cavities abzuwägen.

### 3.11 Speicherring

Der Elektronenspeicherring ist, wie der Name schon sagt ein Gerät zum Speichern der aufwendig erzeugten hoch energetischen Elektronen. Im Speicherring liegt ein besonderes Augenmerk auf eine geringe Verlustrate an Elektronen je Umlauf, sodass sich der Energieverlust je Umlauf möglichst nur auf die abgegebene Strahlung beschränkt. Diese setzt sich zusammen aus dem an den Dipolen, Undulatoren und Wiggeln gewünschten Energieverlust, durch die, aus der Impulsänderung der einzelnen Elektronen innerhalb dieser Strukturen folgende, Beschleunigung, welche wiederum eine Abgabe von Bremsstrahlung zur Folge hat. Im Speicherring gibt es auch eine Hochfrequenzbeschleunigungsstruktur, um den umlaufenden Elektronen den als Synchrotronstrahlung abgegebenen Energiebetrag wieder zu zu führen. Pro Umlauf verliert ein synchrones Elektron ( $\Delta\Phi_s = 0$ ) durch die abgegebene Synchrotronstrahlung exakt den Betrag an Energie den es in der Cavity bei Durchlauf der Spannung  $U_{HF}(\Phi)$  zurückbekommt. Da die Felder in den Dipolen konstant gehalten werden müssen um die hochenergetischen Elektronen auf ihrem Orbit zu halten und dementsprechend konstant hohe Ströme fließen müssen, werden in Speicherringen in der Regel Supraleitende Spulen verwendet um die Verlustleistung und die dementsprechend hohe, abzuführende Wärmeentwicklung zu vermeiden.

## 4 Experiment

### 4.1 Energieschwankungen des Linacs

Aufgrund einer nicht zureichenden Stabilität der Beschleunigungsspannung der Klystrons im Linac schwankt die Strahlenergie und dementsprechend nach dem ersten Dipol auch die über die Dispersion  $D(s)$  mit der Strahlenergie verknüpfte Strahlposition im Transferweg zum Synchrotron

$$x(s) = x_0(s) + D(s) \cdot \frac{\Delta p}{p} \quad (54)$$

seit der Einführung des Linacs. Da die Magnetfelder der Dipole im Booster, zeitlich auf den Sollbeschleunigungsprozess abgestimmt, hoch und runter gefahren werden, dürfen die injizierten Elektronen von einer bestimmten Sollenergie nicht zu stark abweichen (mehr dazu im nächsten Abschnitt). Ansonsten werden sie von den Dipolen im Booster zu stark oder zu schwach abgelenkt und gehen verloren.

Auch wenn sie nicht verloren gehen, führen Energieschwankungen des Strahls vor dem Booster zu zusätzlichen Oszillationen des Strahls im Booster. Daher ist es wünschenswert bei Messungen am Booster die jeweilige Strahlfluktuationen durch den Linac aus unserer Messung geschickt herausfiltern zu können.

Die Strahlposition kann sehr genau an einem fluoreszierendem Schirmmonitor bestimmt werden. Da dieser Fluoreszenzschirm jedoch in den Strahl gehalten werden muss, ist dies eine strahlzerstörende Messmethode. Um während unserer Messungen am Booster die Strahlposition parallel zu bestimmen, müssen wir einen anderen Weg finden. Aufgrund der Korrelation der Strahlposition mit der Klystronspannung (Siehe Abb. 9) ist das möglich. Alternativ kann auch eine zerstörungsfreie Methode der Strahllagebestimmung genutzt werden, die erst kürzlich realisiert wurde.

Diese Korrelation soll an dieser Stelle genau untersucht werden, um bei Messungen am Booster den Einfluss durch die Fluktuation der Strahlposition im Transferweg herausfiltern zu können. Die Messwerte für die Strahlposition basieren auf einer computergesteuerten Auswertung der digitalen Bilder des fluoreszierenden Schirmmonitors. Dabei wird im wesentlichen der Leuchtfleck aufgenommen, um aus ihm eine x- und y- Koordinate für die momentane Strahlablage zu erhalten. Es ist bereits auf dem Monitor gut zu sehen, wie der Strahl zwischen zwei Positionen hin- und herspringt. Die Schwankungen treten im wesentlichen in der Horizontalen auf, daher wird auch nur die x-Ablage „CAMZ1C:rdCenterX“ ausgewertet. Die Klystronspannung wird mit einem Oszilloskop überwacht, die zugehörige Variable heißt „SCOPEZ8G:meas2:calc“ und kann ebenso wie die horizontale Ablage mit dem Striptool ausgelesen und abgespeichert werden. Um die Messwerte zu eichen, haben wir zusätzlich die Hochspannung im Linac „LINAC4C:setVoltKA\_ HV\_ V“ per Hand zusätzlich zu der normalen Schwankung, sowie den Strom im ersten Dipol des Transferwegs zum Booster „B1P1L1:set“ variiert. Dabei führt ein erhöhter Strom im Dipol natürlich

zu einer, einer Energieänderung entsprechenden Strahlablage, während die Variation der Linac-HV, wie in Abb. 11 zu sehen ist, die selbe Auswirkung hat, wie die sowieso vorliegende Schwankung der Klystronspannung im Linac. Die erhaltenen Daten wurden mit Matlab ausgewertet. Das zu diesem Zweck geschriebene Skript befindet sich im Anhang. Hier einmal ein beispielhafter Datensatz für die Korrelation zwischen Klystronspannung und Strahlablage im Transferweg:

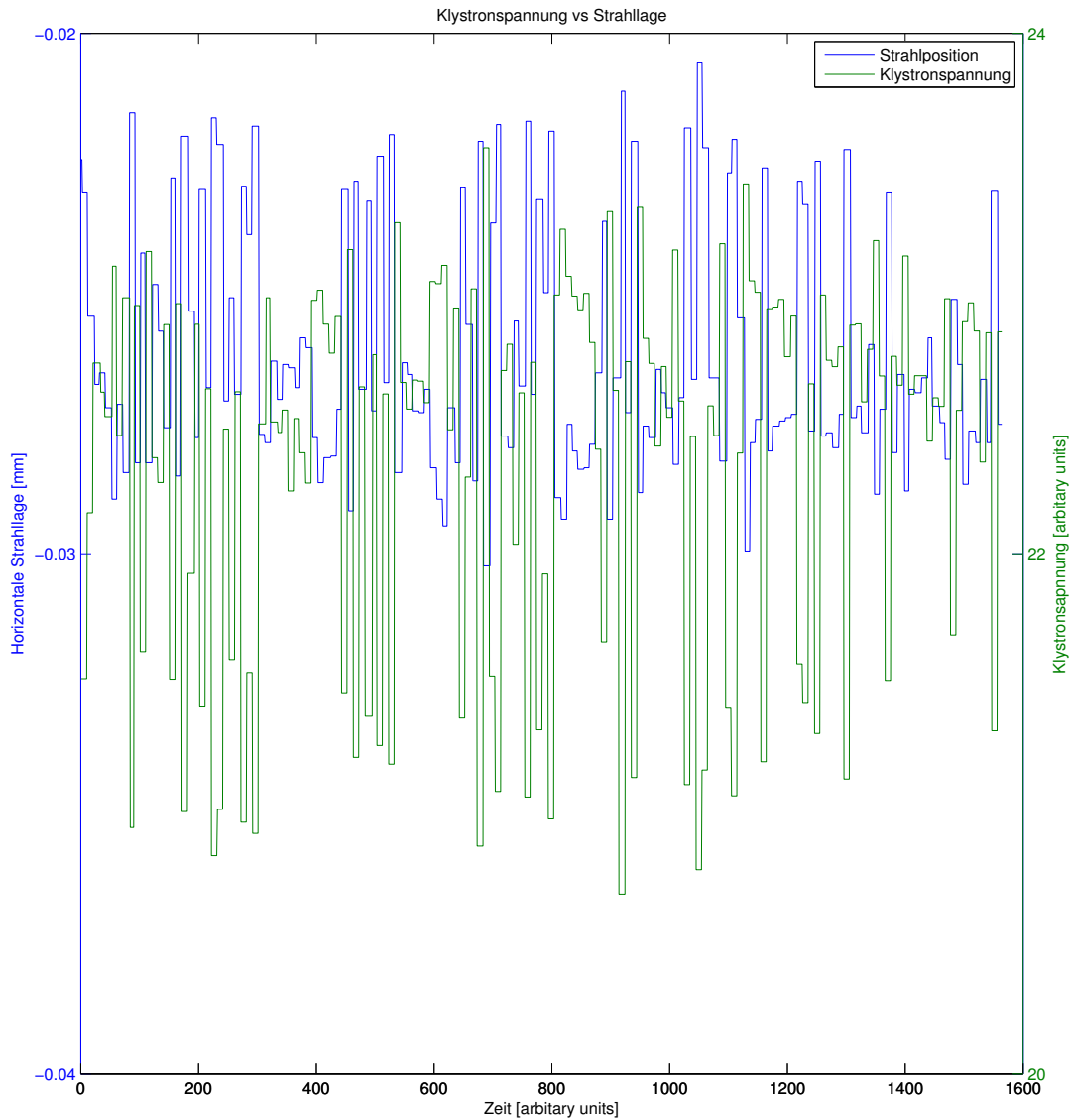


Abbildung 9: Zeitlicher Verlauf von Klystronspannung und Strahlposition, in der die Korrelation bereits deutlich sichtbar ist

Unglücklicherweise gibt es einen messtechnisch bedingten, zeitlich schwankenden Versatz zwischen der Klystronspannung und der Strahlposition, welcher eine direkte Messung der

qualitativ eindeutig vorliegenden Korrelation schwierig macht. Um dieses Problem zu umgehen sind nur die Messpunkte der Ausschläge ab einer gewissen Höhe, welche in beiden Messkurven zu erkennen sind, für die Untersuchung herangezogen worden. Diese werden dann einzeln untersucht, da natürlich beide Kurven exakt gleich viele davon haben und somit die Korrelation zwischen diesen einfacher zu ermitteln ist. Der dadurch im wesentlichen synchrone Verlauf ist in Abbildung 10 dargestellt.

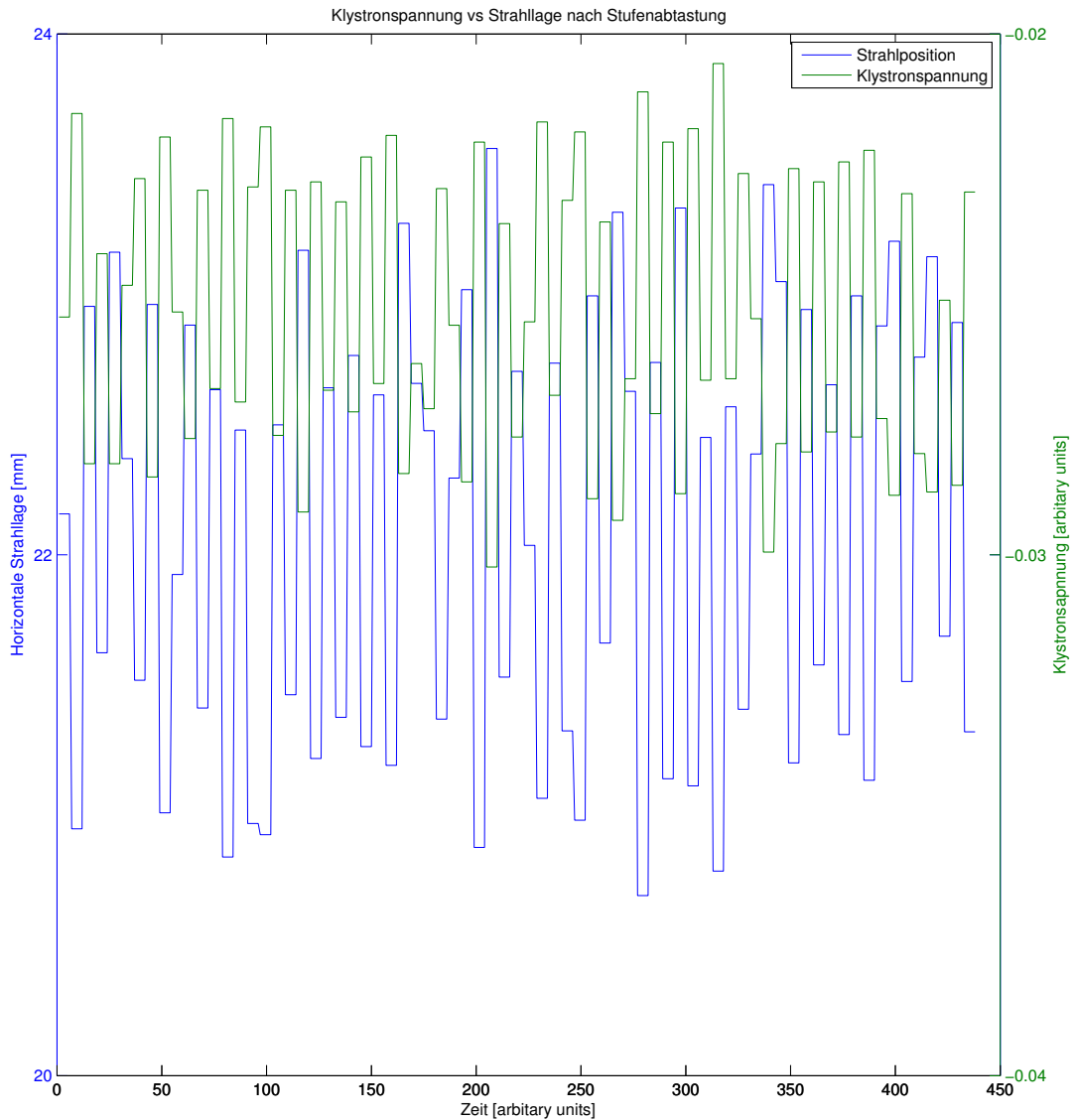


Abbildung 10: Synchronisierter Verlauf von Klystronspannung und Strahlage

Die Korrelation ist linear (siehe Abb.11). Die Strahlabweichung vom Orbit steigt mit zunehmender Klystronspannung linear an. Das macht auch Sinn, da bei höherer Klystronspannung die Elektronen einen größeren Impuls besitzen und somit in den konstanten Magnetfeldern der Dipole weniger stark abgelenkt werden.

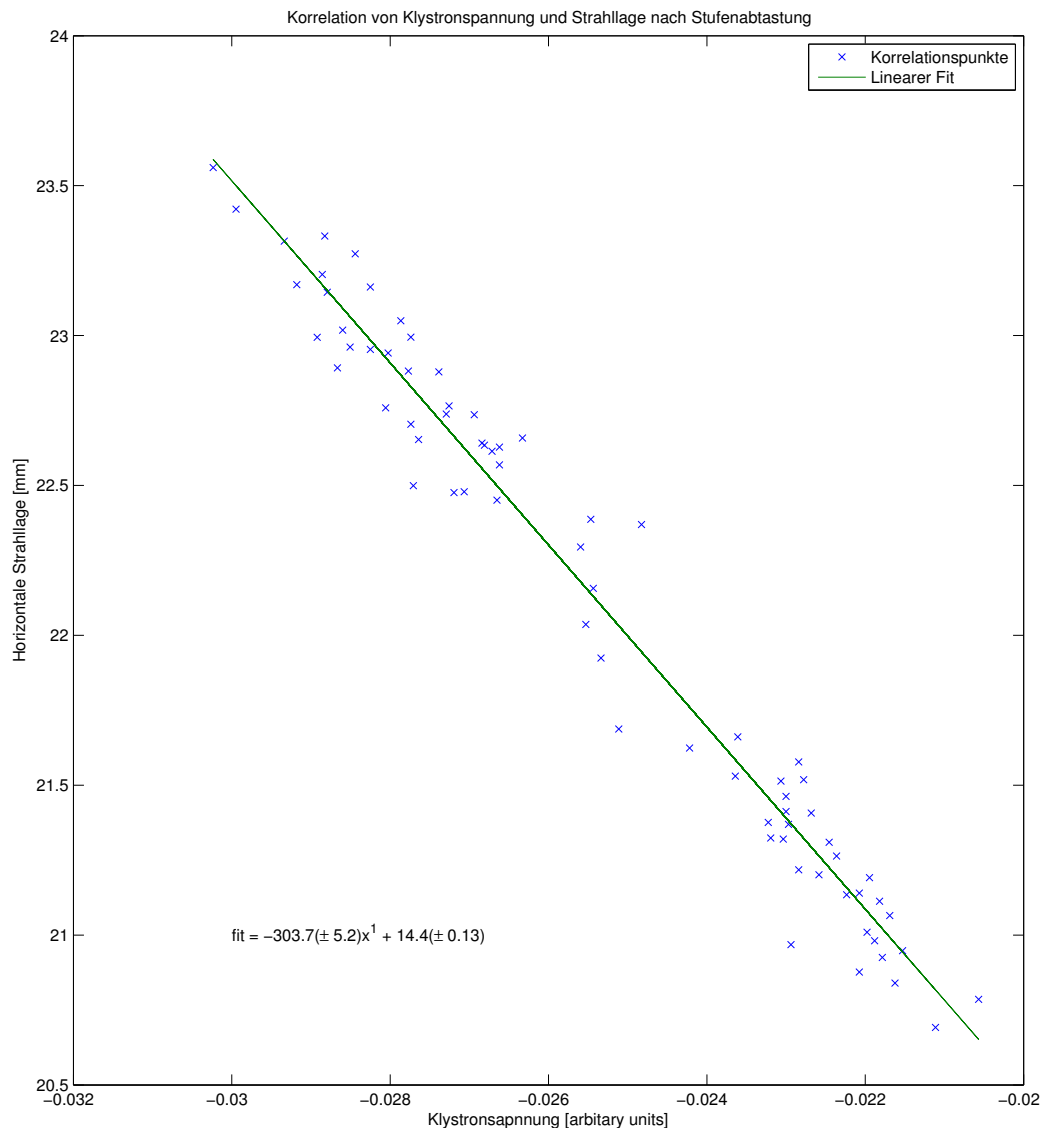


Abbildung 11: Korrelation von Klystronspannung und Strahlage

Es ist weiterhin gut zu sehen, wie sich zwei Häufungsgebiete der Korrelationspunkte herausgebildet haben. Diese Cluster kommen durch den bereits erwähnten regelmäßig schwankenden Versatz der Klystronspannung zustande und waren qualitativ, wie bereits erwähnt, auch auf dem Bild des Fluoreszenzschirms gut zu sehen: der Strahl fluktuiert im wesentlichen zwischen zwei Positionen. Um klarzustellen, dass sich diese Verschiebung auch auf der Geraden der Klystronspannung niederschlägt, folgt als nächstes die Darstellung sämtlicher, aufgezeichneter Korrelationspunkte für verschieden Dipolströme also verschiedene magnetische Flussdichten im Ablenkungsfeld des Dipols, sowie für manuell eingestellte zusätzliche Abweichungen der Hochspannung des Linacs.



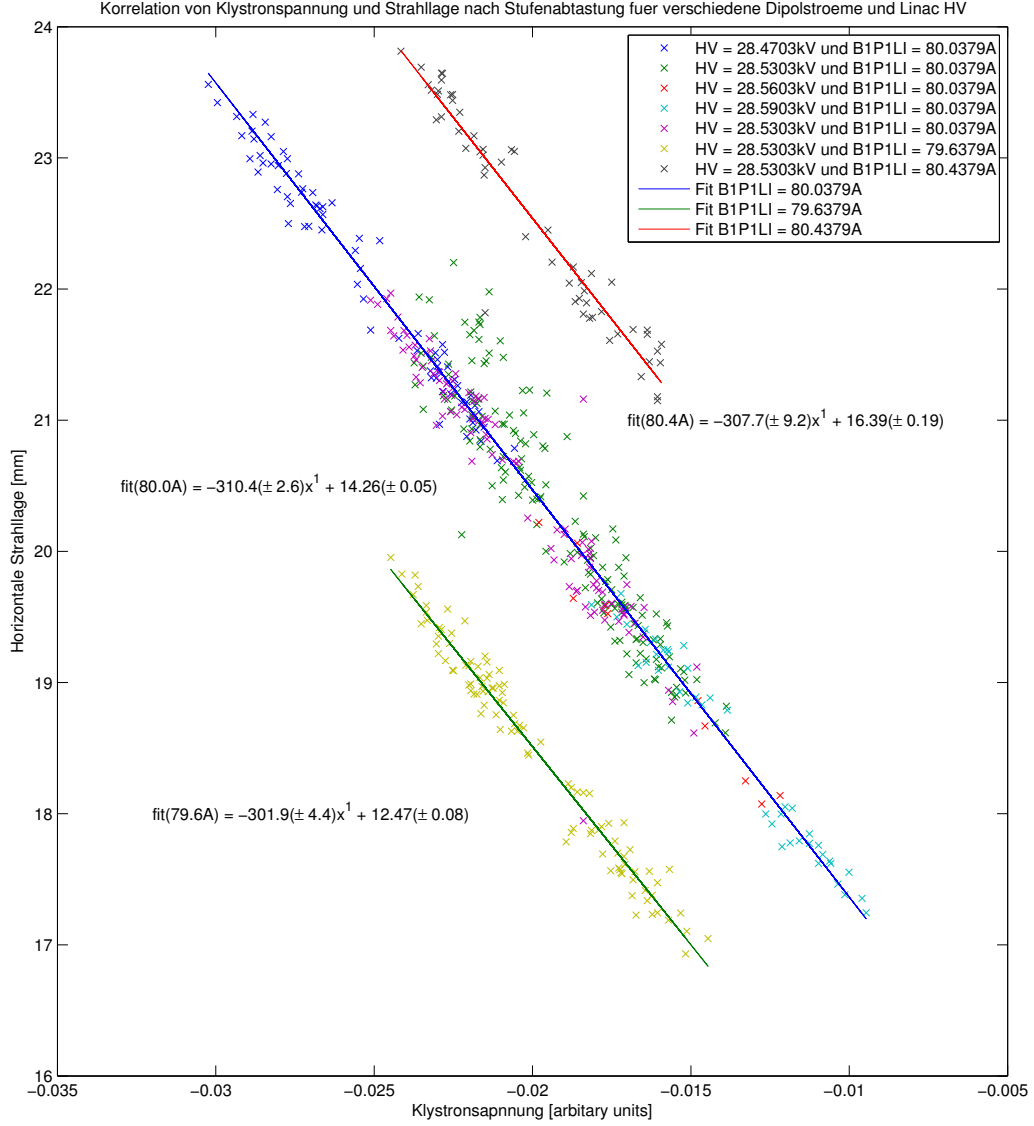


Abbildung 12: Korrelation von Klystronspannung und Strahlage für verschiedene Dipolströme und Hochspannungswerte im Linac

Aus dieser Darstellung ist es möglich die Dispersion am Schirm hinter dem ersten Dipol des Transferwegs zu bestimmen. Dazu können wir die Formel (4) für die Strahlposition in Abhängigkeit von der betrachteten Stelle  $s$  des Orbits nach der Dispersion am ersten Dipol auflösen:

$$D = \frac{(x - x_0)}{\frac{\Delta p}{p}} = \frac{(x - x_0)}{\frac{e \cdot \rho \cdot \Delta B}{e \cdot \rho \cdot B}} = \frac{(x - x_0)}{\frac{\Delta B}{B}} \quad (55)$$

Aufgrund der Tatsache, dass für magnetische Flussdichten von  $< 1.5T$ , wie sie im Dipol „B1P1L1:set“ vorliegen, der Strom direkt Proportional zum Magnetfeld ist,

$$B = \frac{\mu_0 \cdot n \cdot I}{h} \quad (56)$$

können wir die Dispersion aus der von uns durchgeführten Stromänderung im Dipol und der daraus resultierenden, gemessenen Strahlablage bestimmen:

$$D = \frac{x - x_0}{\frac{\Delta I}{I}} \quad (57)$$

Für diese Berechnung werden die Fitfunktionen mit den kleinsten Fehlern verwendet.

$$D = \frac{\Delta x \cdot I}{\Delta I} = \frac{-(0.00179 \pm 0.00009)m \cdot 79.6379A}{0.4A} \approx -(0.36 \pm 0.02)m \quad (58)$$

Die verschiedenen, gewählten Dipolströme skalieren linear mit der Energie und verraten uns, dass eine Strahlablage um knapp 2mm etwa einem Prozent mehr Energie bzw. Impuls der Elektronen entspricht. Da wir die Strahlablage auch in Abhängigkeit von der eingestellten Hochspannung ablesen können, indem wir uns für einen der beiden Cluster von Korrelationspunkten entscheiden (den oberen) und die Strahlablage bei diesem für zwei verschiedene, eingestellte Hochspannungen vergleichen, können wir eine Abschätzung darüber gewinnen, welcher Spannungsschwankung unser Strahl eigentlich unterliegt und wieviel Prozent Energieschwankung das entspricht.

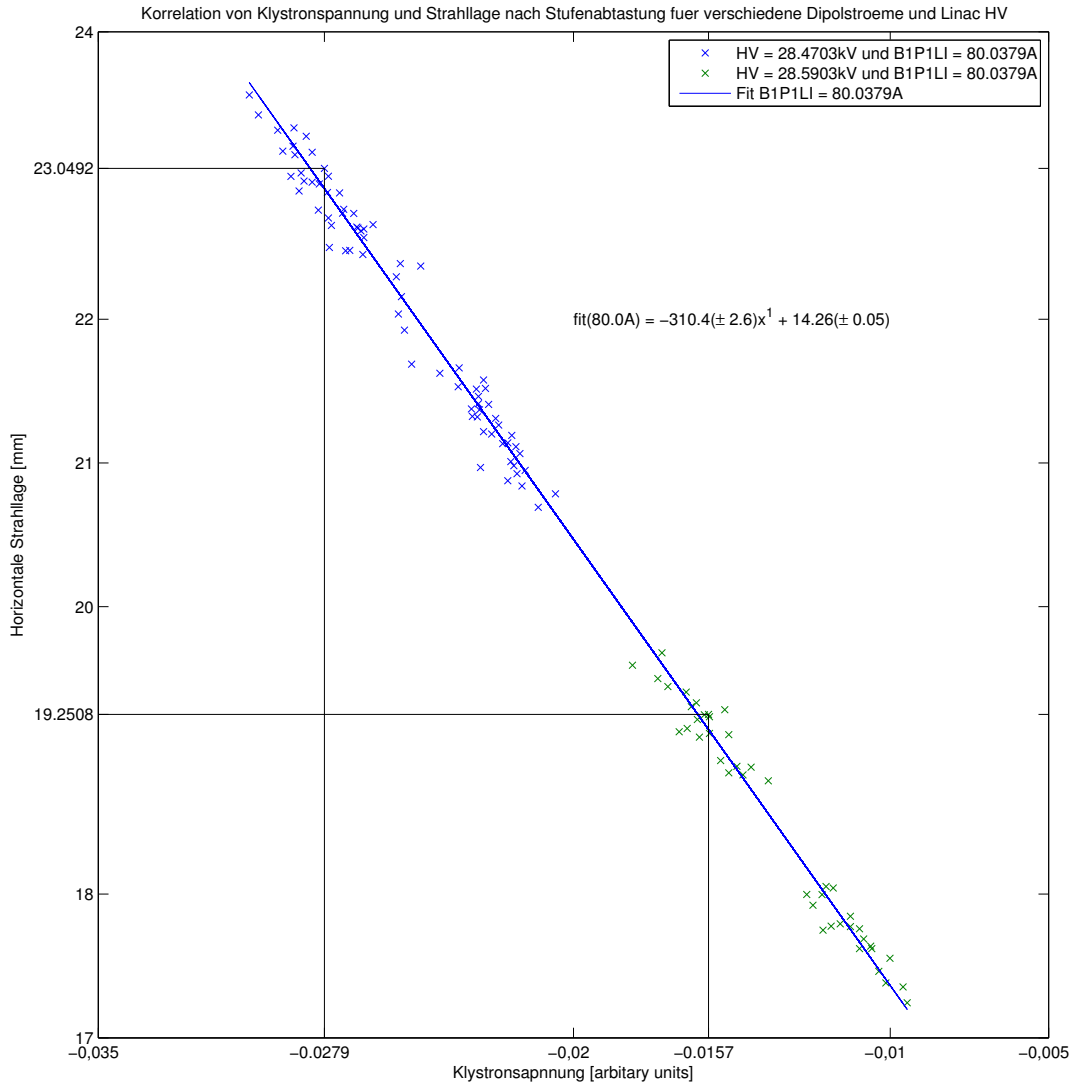


Abbildung 13: Korrelation von Klystronspannung und Strahlage für HV=28.4703kV und HV=28.5903kV bei 80.0379A Dipolstrom

Zwischen den zwei gewählten Hochspannungen kommt es bei Betrachtung des oberen Klusters zu einer Strahlableitung von etwa 3.8mm also gut zwei Prozent Energieabweichung. Das ganze kommt durch einen Spannungsoffset von 120V zu Stande. Die Abweichung der Strahlage ohne manuellen Spannungsoffset, durch die schwankende Spannungsversorgung liegt im Bereich von plus minus einem Millimeter. Das wiederum entspricht einer Spannungsversorgung die etwa  $\pm 30V$  um ihren Sollspannung schwankt, bei 28.5kV entspricht das ziemlich genau 0.1 Prozent. Festzuhalten bleibt, das die schwankende Spannungsversorgung eine Energieschwankung von  $\pm 1\%$  um den Sollwert impliziert. In wie fern das für eine optimale Injektion in den Booster tolerabel ist, zeigt sich durch die Untersuchung seiner Energieakzeptanz.

## 4.2 Optimierung der Injektion in den Booster

Vor allem aufgrund der seit der Verwendung des Linacs stärkeren Fluktuation der Energie und dementsprechend auch der Lage des Strahls im Transferweg vom Linac zum Booster, ist es besonders wichtig den Akzeptanzbereich des Boosters für die Phase und Energie des Strahls genau zu untersuchen.

### 4.2.1 Bestimmung des Energieakzeptanzbereichs für den Booster

Die Magnetfelder im Booster werden mit 10Hz hoch und runter gefahren und sind darauf abgestimmt in unter einer halben Periode, nämlich auf einer steigenden Flanke die immer höherenergetischeren Elektronen auf dem Orbit zu halten. Schneller werden sie dabei im Prinzip nicht mehr, da die Lichtgeschwindigkeit bereits eine gute Näherung ihrer tatsächlichen Geschwindigkeit darstellt und sie somit nicht mehr relevant schneller werden können, aber ihre Energie nimmt natürlich weiter zu. Der optimale Zeitpunkt und die zugehörigen Energien der Elektronen für die Injektion und Extraktion sind bekannt. Sie erlauben es ausgehend von einem sinusförmigen Schwingungsverlauf die Energiefunktion im Booster zu berechnen.

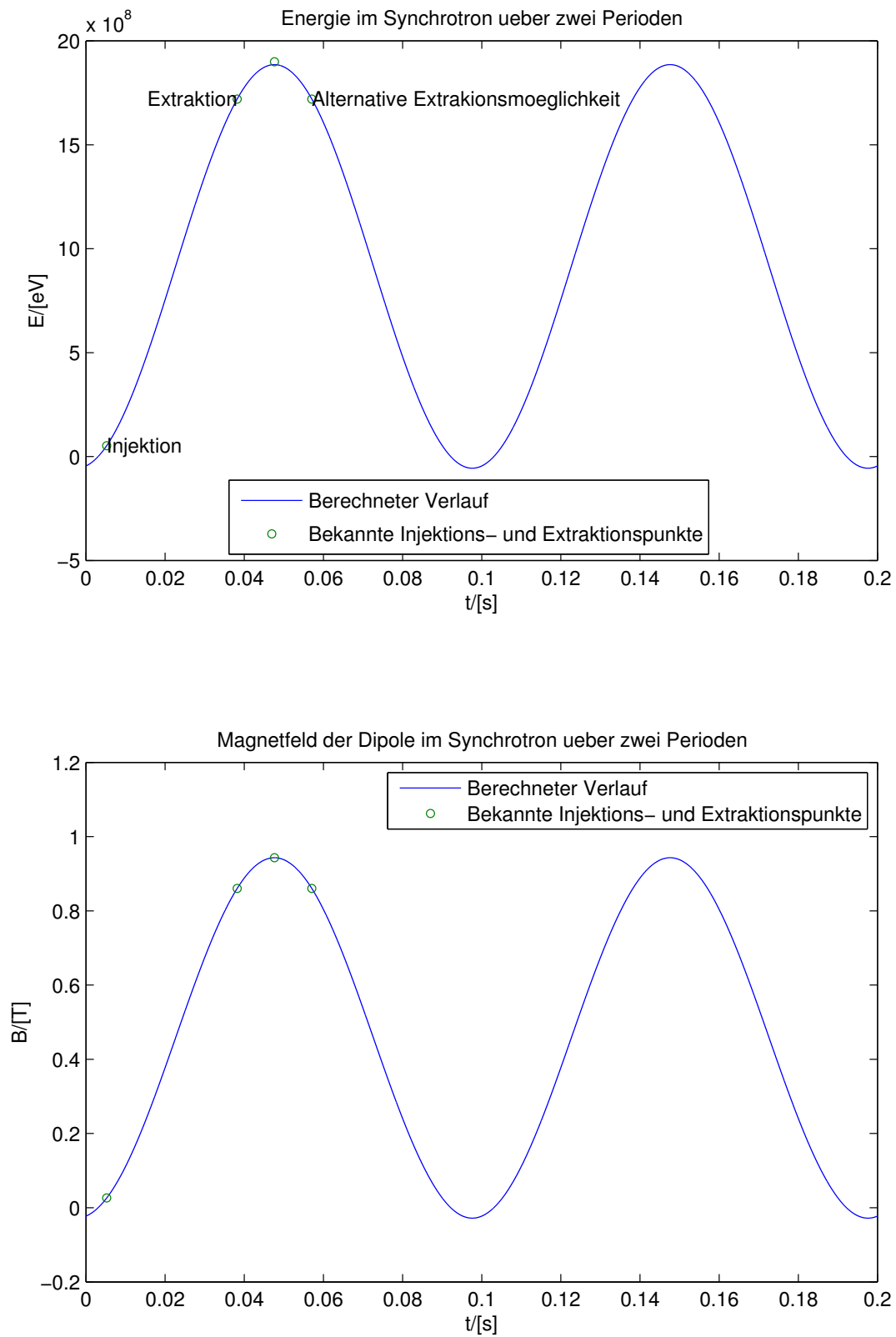


Abbildung 14: Darstellung des Verlaufs der Energie und der magnetischen Flussdichte der Dipole im Booster

Die Magnetfelder ändern sich im Bereich der Injektion qualitativ nahezu exponentiell. Daraus ergibt sich die Notwendigkeit eines zeitlich möglichst genauen Einschusses, da unsere Elektronen mit etwa 50MeV vom Linac kommend sonst nicht auf dem Orbit bleiben können. Zur Untersuchung des genauen Akzeptanzbereichs wurde der Strahlstrom im Booster in Abhängigkeit von dem Zeitpunkt des Einschusses untersucht:

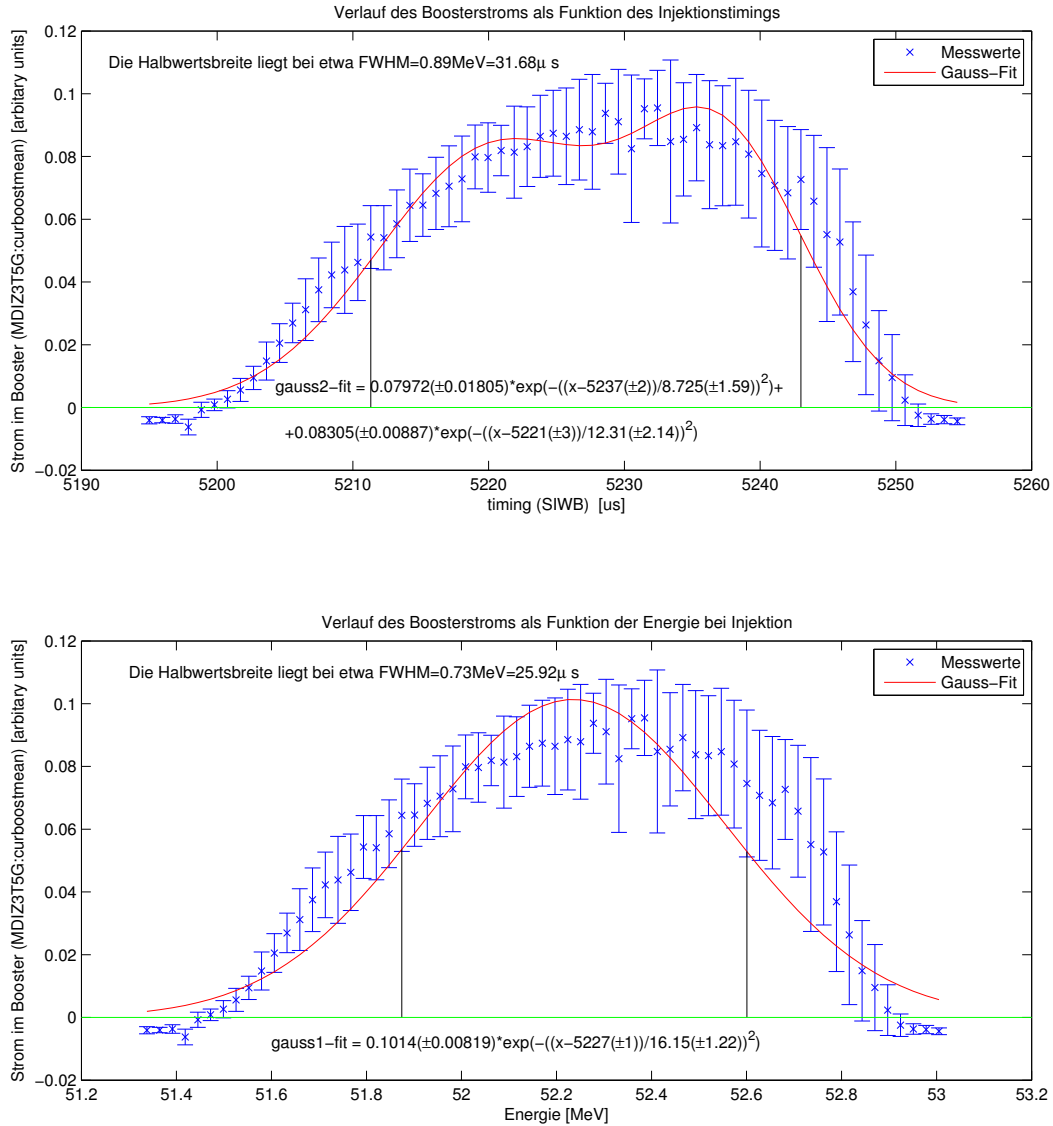


Abbildung 15: Darstellung des Verlaufs vom Strom „MDIZ3T5G:curboostmean“ im Booster in Abhängigkeit von der Einstellung des Injektionstimmings „SIWB:offset“,

0.9MeV Energieakzeptanz, das entspricht etwa  $\pm 1\%$  von den idealen 52.5 MeV. 50 Prozent des Stroms bleibt im Booster für Energieschwankungen in diesem Bereich erhalten. Die schwankende Elektronenenergie durch die bereits gemessene, schwankende Klystronspannung ist auch hier zu sehen an der deutlich besseren Anpassung des Gaussfits mit

zwei Gausskurven bzw. an den auch qualitativ erkennbaren zwei gemeinsamen Peaks bei 5220 und 5240us. Aufgrund des nicht wirklich gaußförmigen Peaks, was vermutlich auf die schwankende Klystronspannung zurückzuführen ist, ist es schwierig sich auf einen idealen Einschusszeitpunkt festzulegen ohne weitere Parameter des Strahls, wie z.B. der Amplitude der longitudinalen Oszillation im Booster hinzu zu ziehen.

#### **4.2.2 Messung der Phasenakzeptanz des Boosters**

Im Multibunchbetrieb mit 35 zusammenhängenden Bunchen im Abstand von jeweils 2ns wurde die Phasenakzeptanz des Boosters untersucht. Zu Beginn wurde noch das SIWB-Timing optimiert von  $5261.4\mu s$  auf  $5255\mu s$  auf Grundlage folgender Messung und deren qualitativer Auswertung vor Ort.

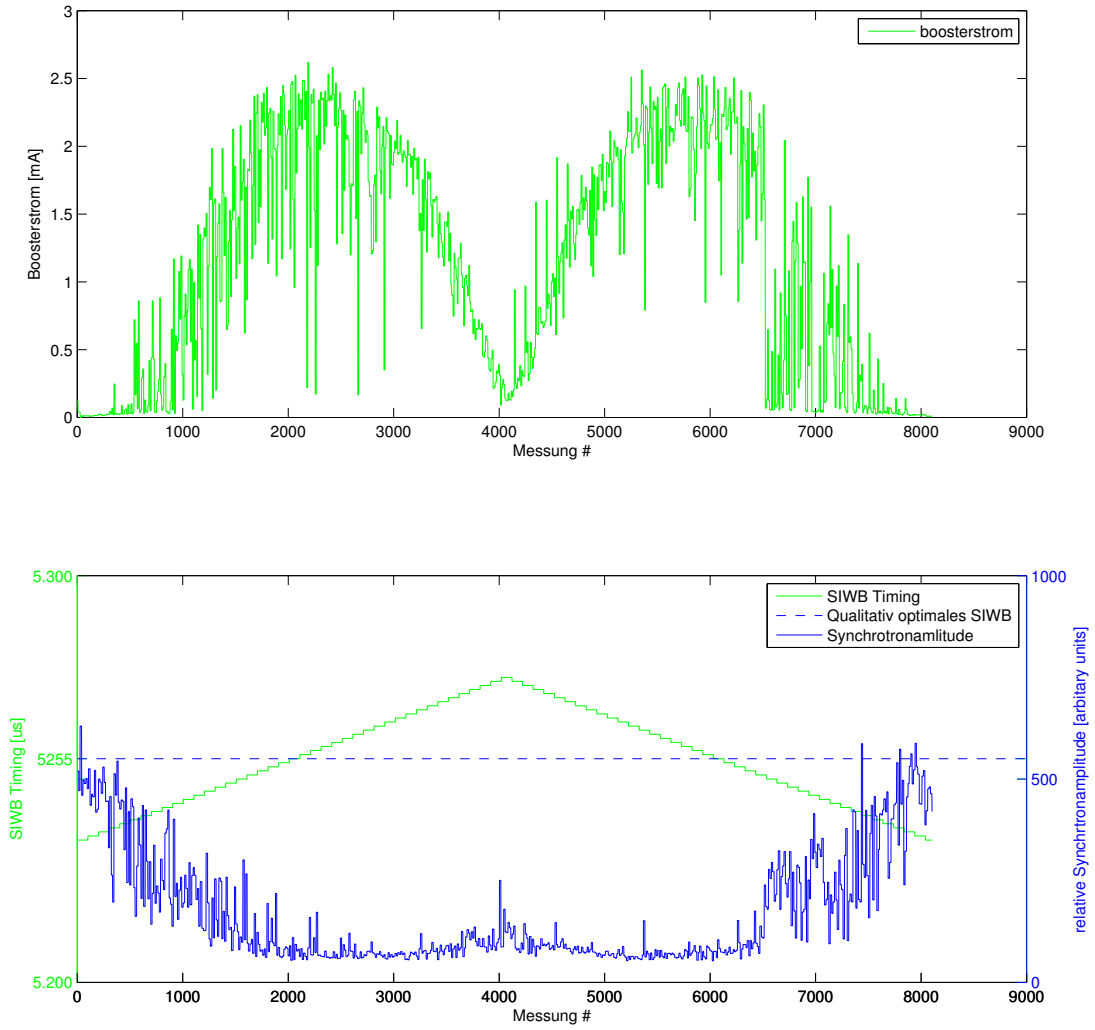


Abbildung 16: Messung des Boosterstroms, sowie der Amplitude der Synchrotronbewegung in Abhängigkeit vom SIWB Timing

Zur Untersuchung der Phasenakzeptanz, haben wir diese Phase mithilfe einer Posaune zur Verlängerung des Signalwegs für das, sich mit etwa 70% der Lichtgeschwindigkeit in dem Hohlleiter bewegend, HF-Signal verschoben. Dabei war die Posaune in 7mm Schritten skaliert, was für die Phase der HF einem Phasenschub von jeweils:

$$\frac{0.7 \cdot 10^{-2} m}{2.1 \cdot 10^8 \frac{m}{s}} = \frac{1}{30} ns \quad (59)$$

entspricht. Das heißt die durch die HF im Booster bedingten Buckets mit einer Breite von 2ns und im Abstand von jeweils 2ns werden in 0.03ns Schritten vor oder zurück verschoben. In Abhängigkeit von dieser Verschiebung wird dann der Strom, sowie die Synchrotronbewegung im Booster untersucht.



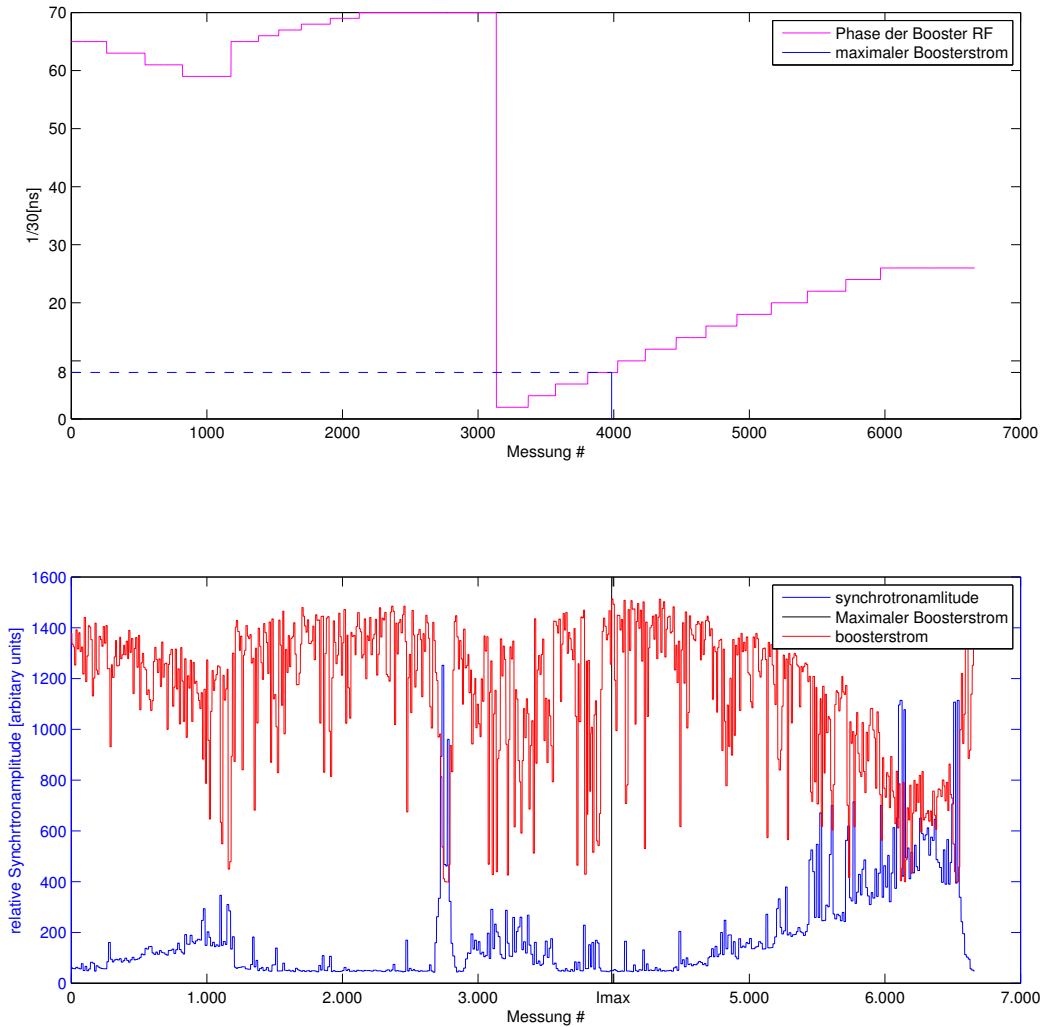


Abbildung 17: Messung des Boosterstroms, sowie der Amplitude der longitudinalen Strahloszillation (Amplitude des Synchrotron Tunes zu sehen in Abb.21) in Abhängigkeit von der Phase der Booster-HF

Dabei lässt sich feststellen, dass für eine Einstellung von 65 statt der zuvor eingestellten 68 also ein verschieben der Buckets um 0.1ns mehr Strom bzw. vor allem ein stabilerer Strom zu beobachten ist. Der Akzeptanzbereich liegt im Bereich von  $\pm 0.2ns$  also 10 Prozent.

## 4.3 Untersuchung des Arbeitspunktes

### 4.3.1 Messung des Arbeitspunktes

Die transversale Position des Elektronenstrahls wird mit einem Stahllagemonitor (Beam-Position-Monitor, kurz BPM) gemessen. Dieser besteht aus zwei gegenüberliegenden Messelektroden im Strahlrohr. Diese können sowohl punktförmig ('Knöpfe'), als auch, wie in

unserem Fall, länglich ('Striplines') sein.

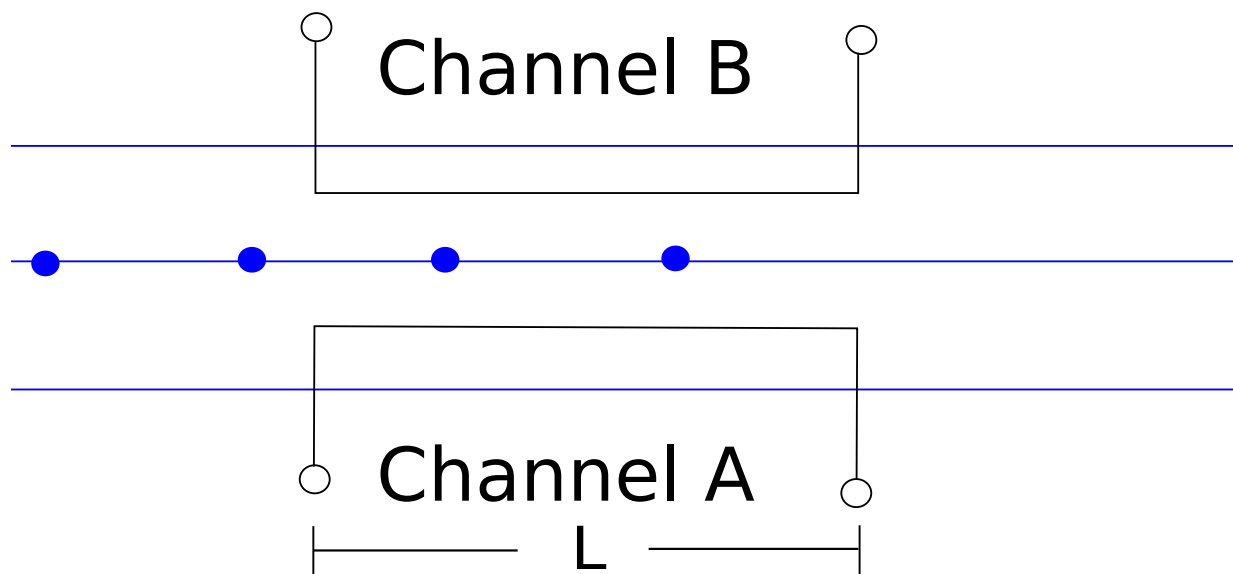


Abbildung 18: Darstellung der Striplines in der Vakuumkammer zur Strahllagemessung

Mithilfe des BPMs und einer Messelektronik (Liberabox) zur Übermittlung der Messdaten über Ethernet können wir nach einer gepulsten, kurzen Anregung des Strahls mit einem Kicker, welcher synchron mit unserem BPM arbeitet, direkt am PC die horizontalen und vertikalen Schwingungen des Strahls um den Orbit beobachten (Betatronschwingungen).

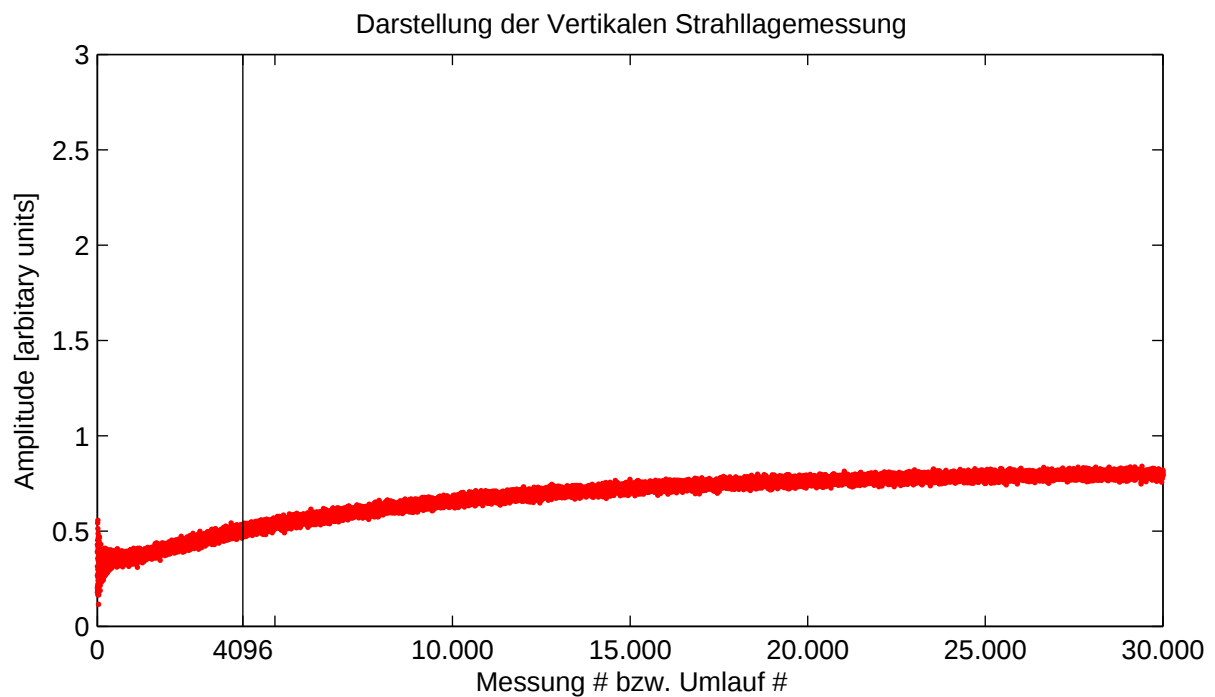
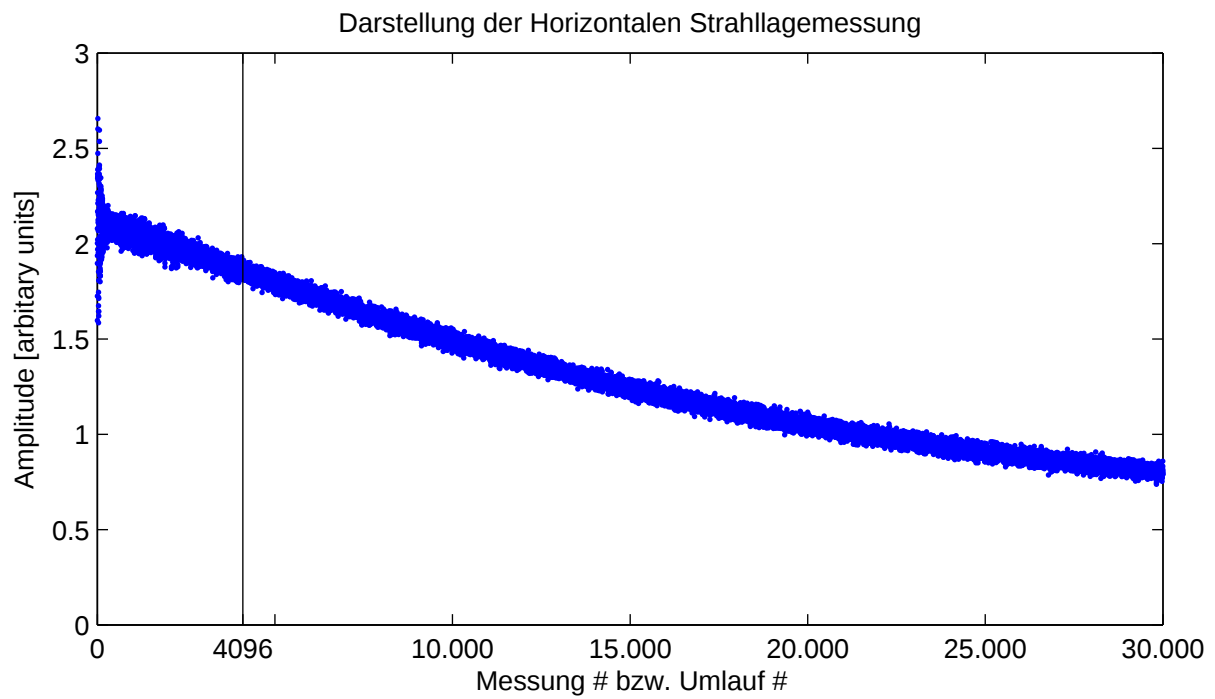


Abbildung 19: Darstellung der Strahllagemessung über 30000 Umrundungen bzw. über 0.96ms, also etwa einer Boosterperiode des 10Hz Synchrotrons mit hervorhebung des betrachteten Bereichs für die weitere Verarbeitung der Daten zur Bestimmung des Arbeitspunkts (Die Injektion in das Synchrotron erfolgt beim 0. Durchlauf)

Die Liberabox ist eine Elektronik zur automatisierten, computergesteuerten Durchführung der Messung an den BPMs. Die Elektronik misst die Amplitude der aufgenommenen Signale durch vorbeifliegende Elektronen. Jede vorbeifliegende Ladung erzeugt dabei auf jeder Stripline der Messung einer Ebene zwei entgegengesetzte Spannungsspitzen beim Ein- und Austritt in den Bereich zwischen der Striplines. Diese Spannungsspitzen laufen dann jeweils zur Hälfte in die eine und in die andere Richtung der Stripline, wobei die entgegengesetzten Spannungsspitzen sich am Ende der Stripline in Flugrichtung der Elektronen gegenseitig auslöschen. Am anderen Ende kommt beim Eintritt des Elektronenpakets in den Zwischenraum die erste Spannungsspitze an und dann nach der Flugzeit des Elektrons und der Zeit dessen entgegengesetzten Austritssignals durch die Stripline zurück das Zweite. Dementsprechend liegen diese Peaks in etwa  $\Delta t = \frac{2L}{c}$  auseinander.

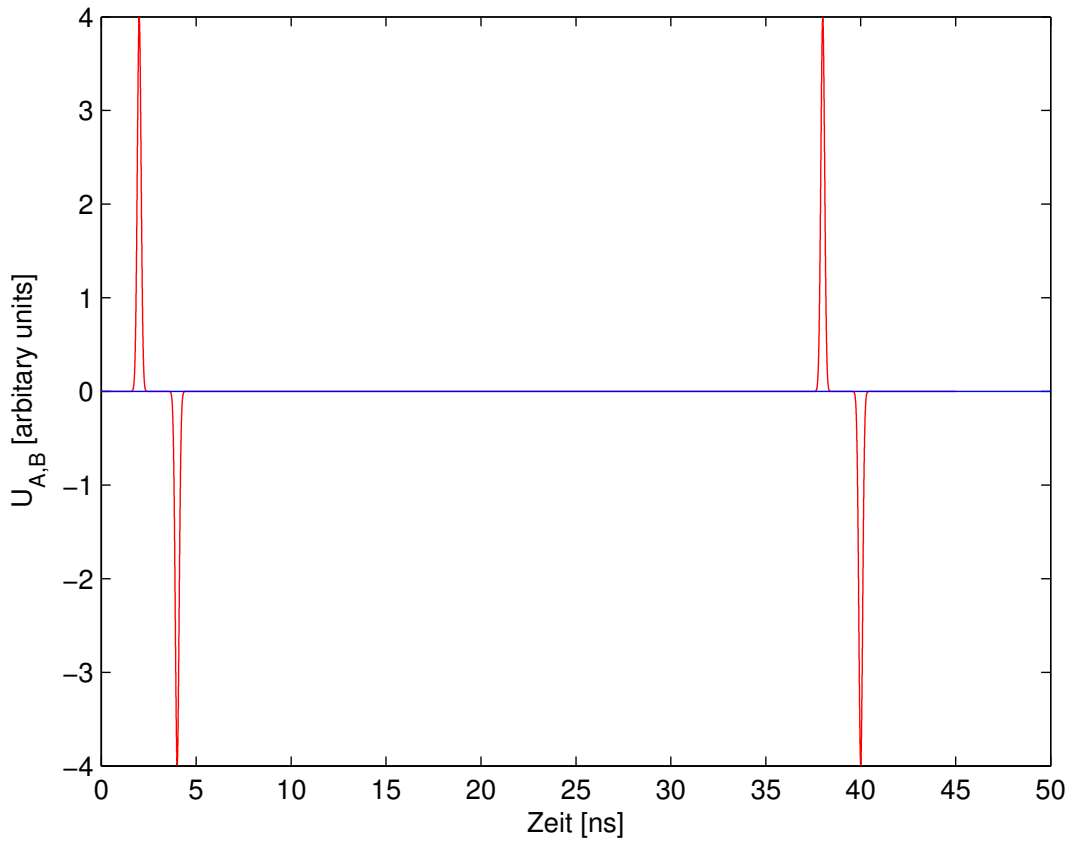


Abbildung 20: Beispielhafte Darstellung des aufgenommenen Signals am Kanal einer BPM Stripline mit zwei durchgeflogenen Elektronenpaketen im Abstand von 36ns

Die Elektronenpakete haben im Viererbunch Betrieb einen Abstand von 36ns und im Booster durch die 500 MHz Beschleunigungsstruktur bedingt eine Breite von etwa  $< 0.5ns$ . Dementsprechend nimmt das BPM alle 36ns das oben dargestellte Signal aus zwei entgegengesetzten Deltapeaks auf. Da diese Spannungsspitzen Messtechnisch schwierig zu erfassen

sen sind laufen sie durch einen 500 MHz Bandpassfilter, welcher aus der kurzen Anregung durch die beiden Deltapeaks ein breiteres deutlich messfreundlicheres Signal erzeugt. Die in Abb. 16 zu sehende Strahllagemessung ergibt sich aus der in Gleichung (9) angegebene Umrechnung der Signale aus Chanel A und B benutzt.

Im Turn-by-Turn acquisition Modus wird die oben beschriebene Messung bei jedem Umlauf alle 320ns durchgeführt um so eine direkte Frequenzanalyse der auftretenden Betatronschwingungen zu ermöglichen. Von den dabei in einer Strahllagemessung (siehe Abb. 18) enthaltenen 30000 Messpunkten (9.6ms) nutzen wir für unsere Frequenzanalyse die ersten 4096 Messpunkte (1.3ms).

Zur Anregung können wir einen nur zu diesem Zweck eingerichteten externen Diagnosekicker verwenden, welcher auch im laufenden Betrieb ohne Strahlverlust für Messungen benutzt werden kann. Bei Verwendung des Diagnosekickers während des normalen TOP-UP-Betriebs muss trotzdem darauf geachtet werden, die Anregung möglichst klein zu halten, ansonsten kann der Strahl auch verloren gehen. Es besteht auch die Möglichkeit die Strahloszillation durch die Injektion in den Booster zu analysieren (siehe Abb. 19).

Die Messdaten können mit EPICS ausgelesen werden. Zur Steuerung der Messung ist Matlab verwendet worden. Die dazu geschriebenen und benutzten Funktionen und Skripte können im Anhang gefunden werden. Aus einer Fouriertransformation der erhalten, verauschten Strahllagemessung im Zeitbereich erhalten wir das Frequenzspektrum unseres Elektronenstrahls:

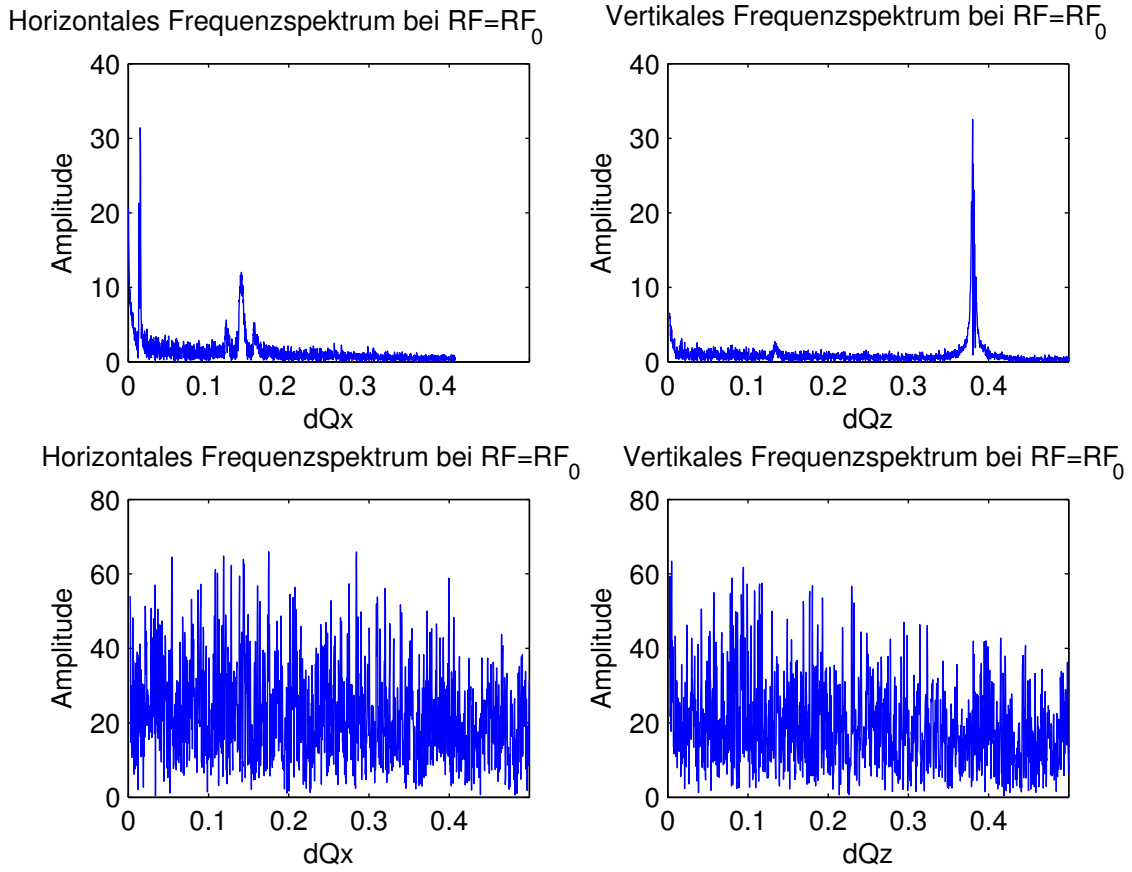


Abbildung 21: Horizontales und vertikales Frequenzspektrum bei eingeschalteten Sextupolen kurz nach und lange nach der Injektion, wo bereits kein Strahl mehr im Booster ist und dementsprechend nur elektrisches Rauschen aufgenommen wird

An dieser Abbildung ist bereits gut zu erkennen, dass für Messungen am Ende der Boosterperiode das Signalrauschverhältnis eine sinnvolle Messung nahezu unmöglich macht. um diesem Problem entgegen zu wirken wurde immer wieder der Mittelwert aus mehreren Messungen herangezogen.

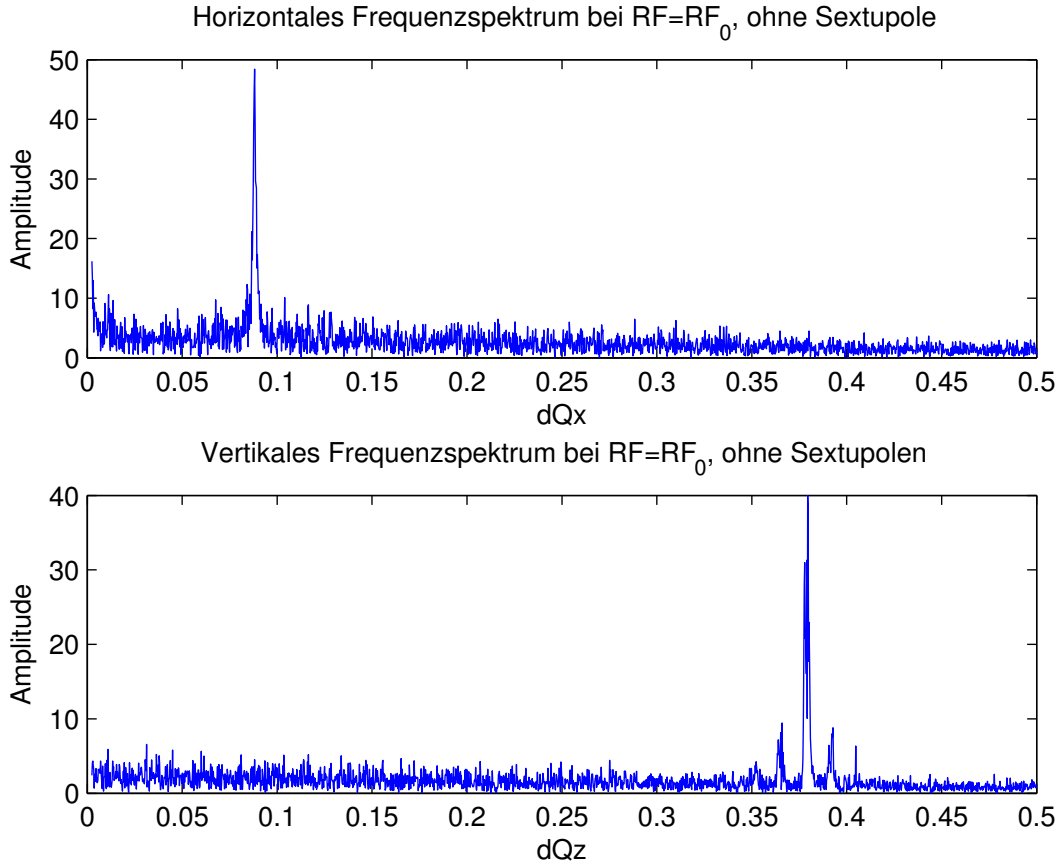


Abbildung 22: Darstellung des horizontalen und vertikalen Frequenzspektrums bei deaktivierten Sextupolen kurz nach der Anregung

Dabei können wir sowohl horizontal als auch vertikal den Arbeitspunkt erkennen, welcher uns die Frequenz der jeweils stattfindenden Betatronschwingung verrät. Die longitudinale Synchrotronschwingung können wir im horizontalen Frequenzspektrum direkt als Peak ablesen, da diese longitudinalen Oszillationen auch mit Impulsabweichungen  $\frac{\Delta p}{p} > 0$  einhergehen und diese durch die Dipole in horizontale Oszillationen umgewandelt werden. Weiterhin besitzen sowohl der vertikale, als auch der horizontale Arbeitspunkt Seitenbänder im Abstand der longitudinalen Schwingungsfrequenz durch die Überlagerung der longitudinalen und transversalen Schwingungen und den gerade beschriebenen Effekt.

#### 4.3.2 Messung der Dynamik des Arbeitspunktes

Ziel war es die Dynamik des Arbeitspunktes zu untersuchen, also den Verlauf in Abhängigkeit von der Elektronenenergie im Booster. Dazu haben wir die in 4.3.1 beschriebene Messung in Schritten von 1ms immer weiter nach der Injektion durchgeführt: von 0 bis 87ms also fast über eine gesamte Periode der 10Hz-getakteten Synchrotronbeschleunigung. Um dabei die Auswirkungen der Sextupole auf diese Messung zu untersuchen, haben wir die gesamte Messung sowohl mit der Standardeinstellung als auch komplett ohne Sextu-

pole durchgeführt. Dazu haben wir beide „Virtual Sextupole“ Gruppen „Dyncon SD“ und „Dyncon SF“ deaktiviert. Im folgenden sind die dabei aufgezeichneten Verläufe sowohl mit als auch ohne Sextupole über der Energie und über dem Kicker-Timing dargestellt:

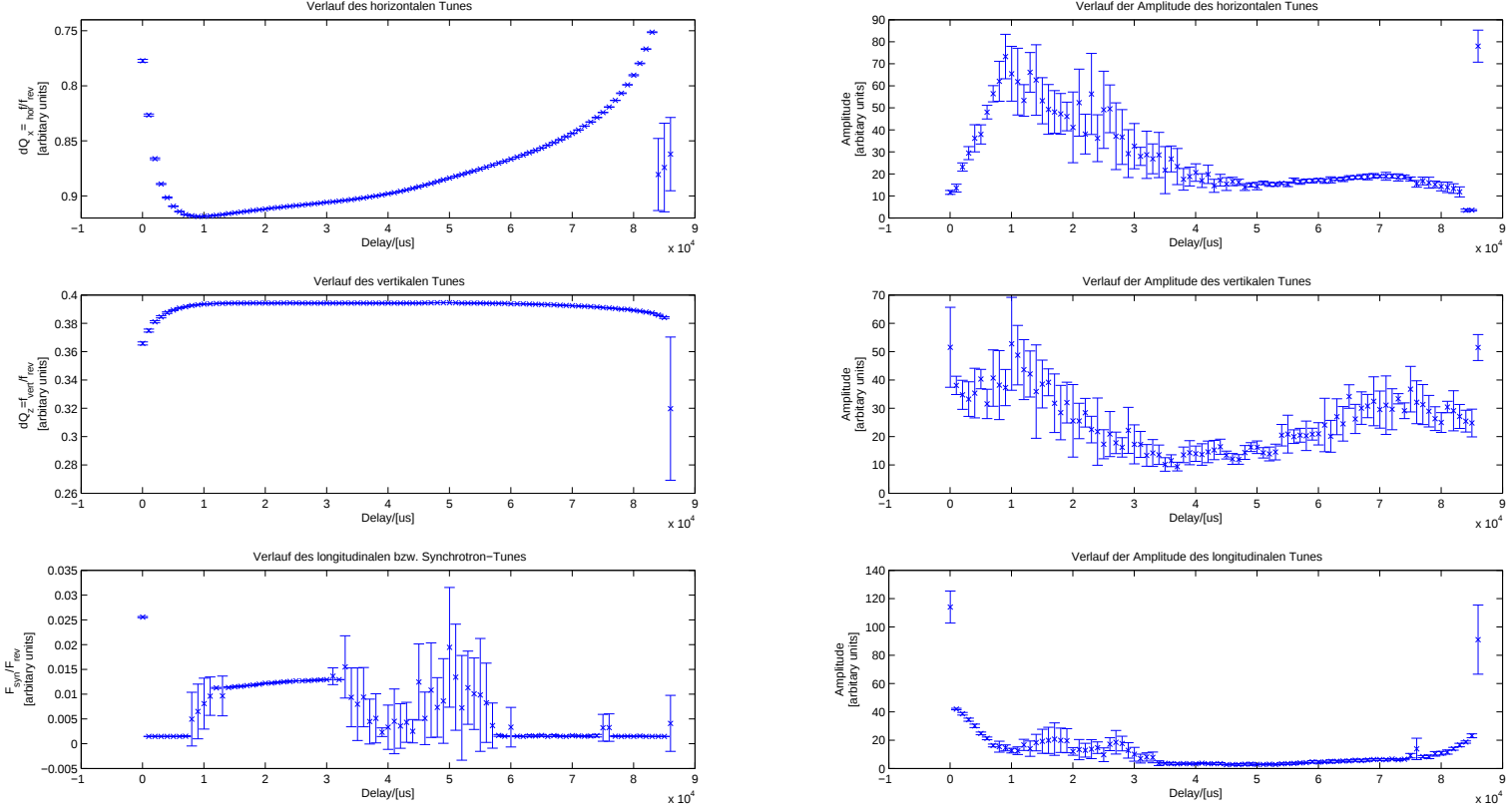


Abbildung 23: Verlauf der transversalen Tunes in Abhängigkeit des Delays der Messung und Anregung gegenüber der Injektion mit eingeschalteten Sextupolen

Aufgrund der bereits in dieser Messung deutlich gewordenen Schwierigkeit der Untersuchung der Synchrotron-Frequenz, beschränken wir uns im Folgenden auf die Untersuchung der transversalen Strahloszillationen. Es lässt sich bezüglich der Synchrotronfrequenz festhalten, dass diese bei hohen Energien (siehe Abb. 24) schwierig zu erfassen wird. Tendenziell scheint die Synchrotronfrequenz auf der steigenden Rampe größer zu sein als auf der fallenden.



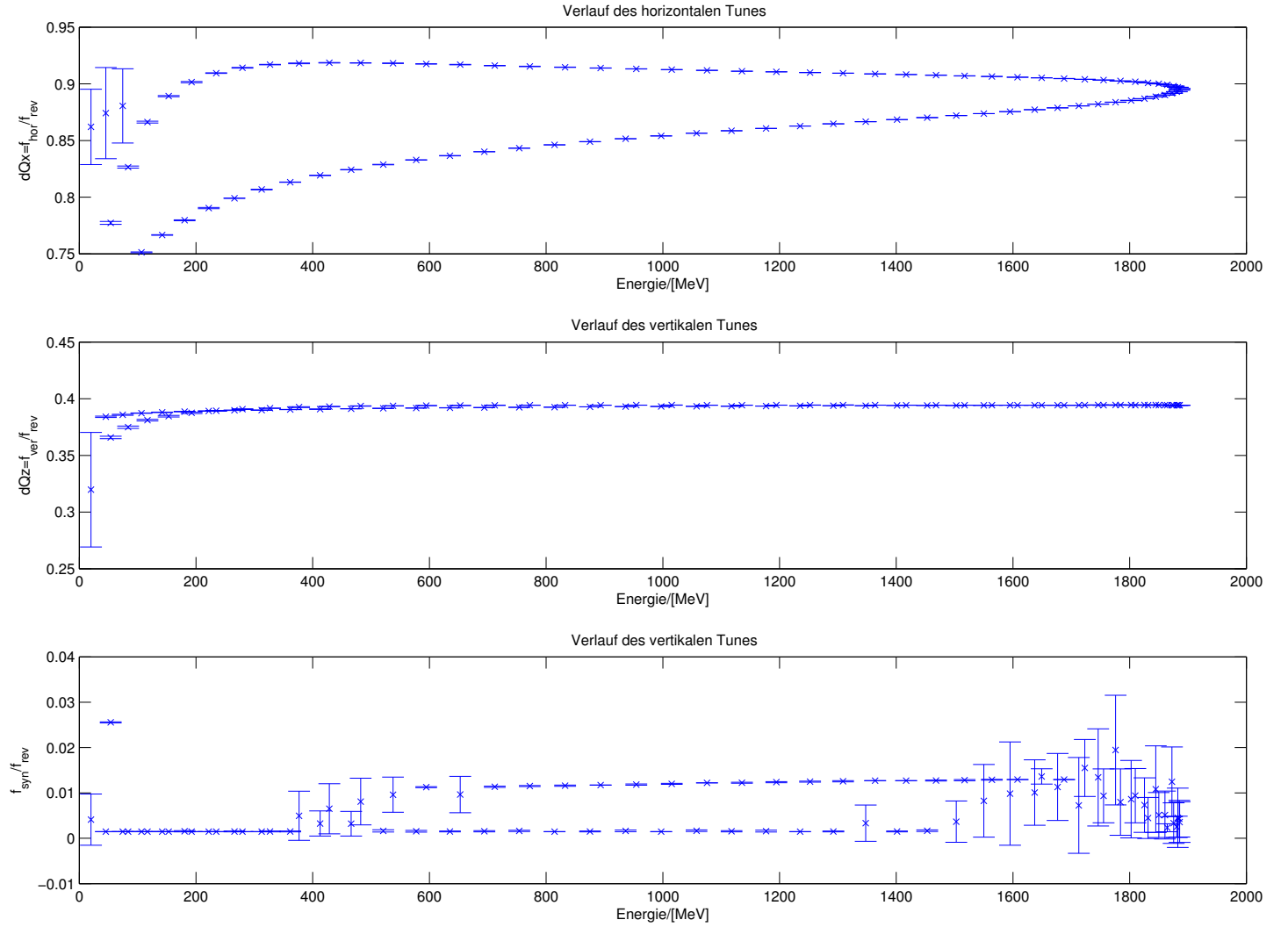


Abbildung 24: Darstellung des Verlaufs der transversalen Tunes über den zugehörigen Energien im Booster mit Sextupolen

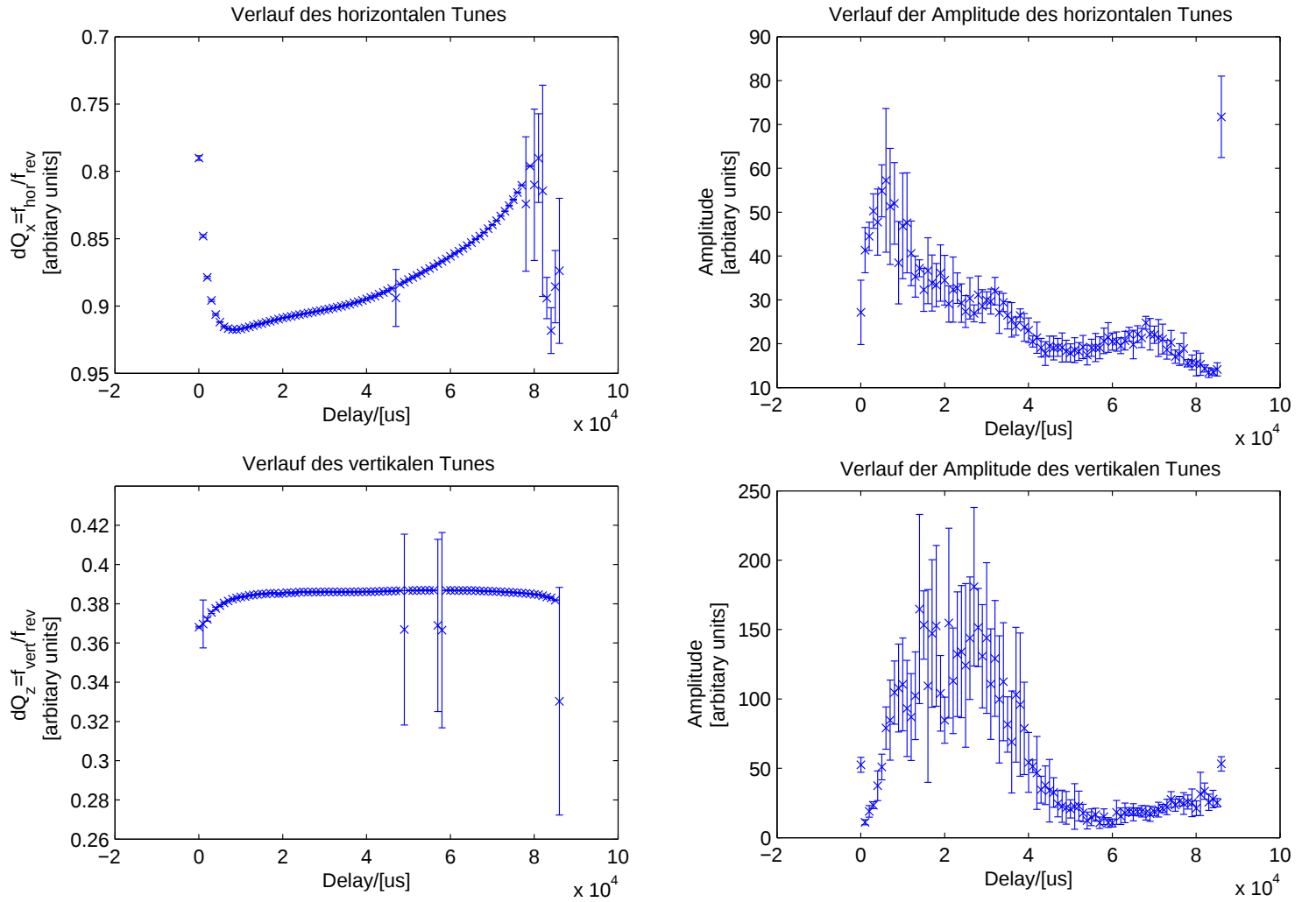


Abbildung 25: Verlauf der transversalen Tunes in Abhängigkeit vom Messtiming ohne Sextupole

Zu jedem untersuchten Timing wurden jeweils über 10 Messungen gemittelt, wobei Messungen mit einer Gesamtsignalstärke unter einem gewissen Schwellwert wiederholt wurden. Aus diesem Signalmittelwert ist dann den Arbeitspunkt bestimmt worden. Die Prozedur wurde jeweils weitere 5 mal wiederholt, um für die gefundenen Werte die Standardabweichung berechnen zu können.

## 4.4 Untersuchung der Chromatizität

### 4.4.1 Messung der Chromatizität

Entsprechend der Definition ist es naheliegend zur Bestimmung der Chromatizität die Strahlenergie zu variieren. Der einfachste Weg diese zu variieren, ist die Variation der

treibenden Hochfrequenz der Cavities  $\nu_{HF}$ . Diese liegt für einen horizontal gut zentrierten Orbit bei  $\nu_{HF} = 499650 kHz$ . Im Allgemeinen haben wir die, aus einer Änderung der Hochfrequenz, resultierende Änderung des horizontalen ( $\Delta Q_x$ ) und vertikalen ( $\Delta Q_z$ ) Tunes gemessen. Somit benötigen wir zur Messung der Chromatizität die Korrelation der Impulsabweichung mit der treibenden RF-Frequenz. Diese ergibt sich aus dem sogenannten momentum compaction factor  $\alpha = 0.0345$  zu:

$$\frac{\Delta \nu_{HF}}{\nu_{HF}} = -\alpha \cdot \frac{\Delta p}{p_0}. \quad (60)$$

Damit erhalten wir die Berechnungsformel für die Chromatizität aus der RF-Frequenz:

$$\xi_x = -\alpha \cdot \nu_{HF} \cdot \frac{\Delta Q_x}{\Delta \nu_{HF}} \quad \xi_z = -\alpha \cdot \nu_{HF} \cdot \frac{\Delta Q_z}{\Delta \nu_{HF}} \quad (61)$$

Das Ergebnis der Messung ist in der nachfolgenden Abbildung 26 zu sehen.

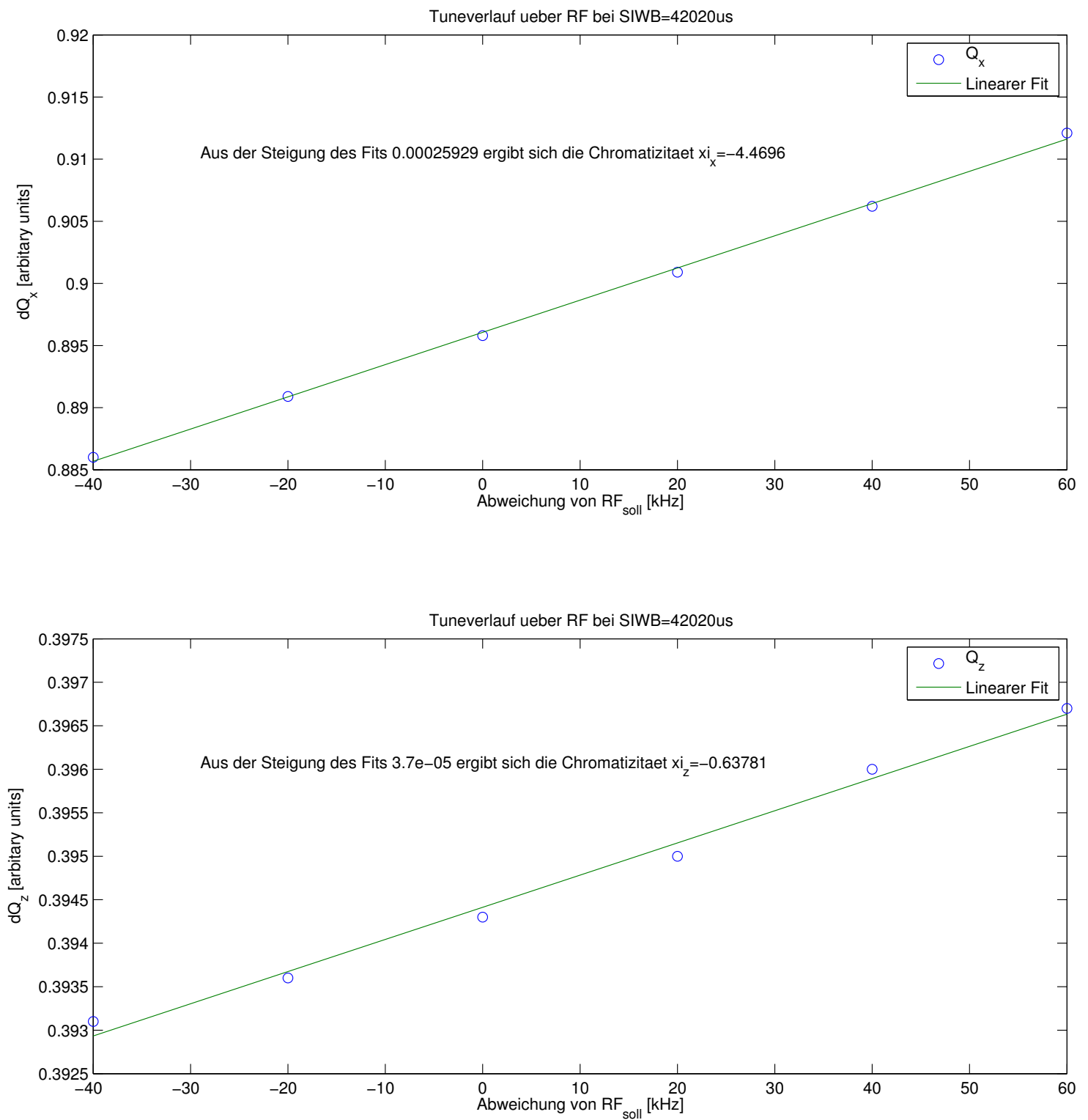


Abbildung 26: Messung der Chromatizität durch Bestimmung des Anstiegs der Geraden durch die Arbeitspunkte zur selben Boosterenergie bei verschiedenen HF-Frequenzen mit eingeschalteten Sextupolen

#### 4.4.2 Messung der Dynamik der Chromatizität

Der Linac ist aber mit seiner Frequenz fest an die Beschleunigungsfrequenz des Synchrotrons gekoppelt. Somit kann die treibende RF-Frequenz im Synchrotron nicht unabhängig vom Linac variiert werden. Große Frequenzänderungen im Synchrotron würden eine Nachjustierung der Resonatorfrequenz im Linac erforderlich machen. Um dieses Problem zu umgehen wurde ein separater Frequenzgenerator für die Booster-RF verwendet. So liefert der Linac weiter Strom. Dafür kommt es so zu einer fluktuierenden Phasendifferenz zwischen dem Beschleunigungsfeld im Booster und den Elektronenpaketen vom Linac. Daher war es für die Messung notwendig über möglichst viele Beschleunigungszyklen zu mitteln. Dabei wurde die RF des Synchrotrons in 20kHz Schritten von  $-40$  bis  $+60$  kHz von der  $RF_{soll} = 500MHz$  variiert. Zu insgesamt 87 Zeitpunkten bei einer Schrittweite von 1ms wurde die Steigung  $\frac{\Delta Q_{x,y}}{\Delta \nu_{HF}}$  aus 5 bis 6 Messwerten bestimmt. Leider ließen sich ohne Sextupole bei  $RF = RF_{soll} - 40kHz$  keine Messwerte in absehbarer Zeit aufnehmen. Mit der Steigung der Rampe und dem „momentum compaction factor“  $\alpha = 0.0345$  wurde dann die zu jedem Zeitpunkt zugehörige Chromatizität bestimmt. In der Abbildung 27 ist die dabei aufgezeichnete Dynamik der Chromatizität mit und ohne Sextupole dargestellt. Die Sextupole wurden einmal in den Standardeinstellungen mit Phasen relativ zu Dipolkreis

$$SDPD = -17.0A \quad DYNCSDBW = -4000\mu s$$

$$SFPD = -9.0A \quad DYNCSDBW = -3000\mu s$$

und einmal ohne Strom betrieben. Es ist gut zu erkennen, dass mit den Standardeinstellungen der beiden Sextupolfamilien die vertikale Chromatizität deutlich ansteigt (von etwa -29 beim Einschuss auf -2 durch die Sextupole). Nur so ist die Beschleunigung hoher Einzelbunchladungen im Synchrotron möglich.

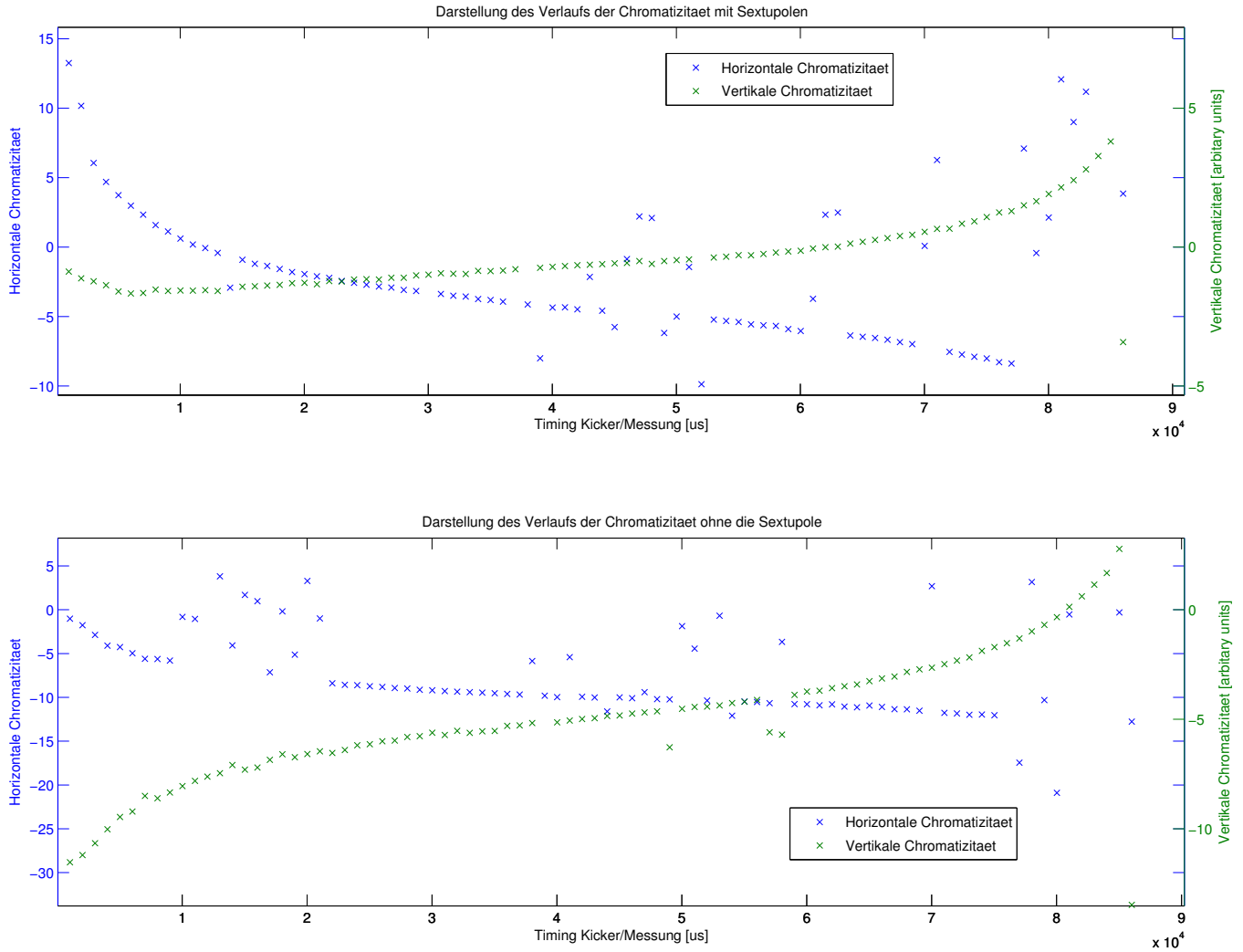


Abbildung 27: Darstellung des Verlaufs der Chromatizität über etwa eine Boosterperiode sowohl mit als auch ohne Sextupole

## 5 Ergebnisse

Die folgende Tabelle gibt einen Überblick über die ermittelten Eigenschaften des Synchrotrons am Bessy II in Berlin Adlershof und stellt sie teilweise zum Vergleich den Werten aus „Bessy Parameter Book“ aus dem Jahr 1998 gegenüber. Dabei beziehen sich sämtliche nicht näher erläuterten Parameter auf das Synchrotron.

Parameter	Symbol	Messwert	Einheit
Dispersion am FOMZ2I hinter B1P1LI	$D(s)$	$-(0.36 \pm 0.02)$	m
Energieakzeptanz	$\Delta E_{max}$	0.45	MeV
Phasenakzeptanz	$\Delta \Psi_{max}$	0.2	ns

Tabelle 3: Übersicht der Messergebnisse Teil 1

Parameter	Messwert aktuelle Optik mit Sextupolen	Messwert aktuelle Optik ohne Sextupole	ursprüngliche Optik
Horizontaler Arbeitspunkt $Q_x$	5.890	5.890	4.614
Vertikaler Arbeitspunkt $Q_z$	3.390	3.390	2.235
Longitudinaler Arbeitspunkt $Q_y$	0.025	0.025	0.024
Horizontale Chromatizität $\xi_x$	+13.5	-1	+2.0
Vertikale Chromatizität $\xi_z$	-2	-26	-12.5

Tabelle 4: Ergebnisse für die Arbeitspunkte bei 1.7 GeV und die Chromatizitäten beim Einschuss für die Messungen an der aktuellen Optik mit und ohne Sextupole und zum Vergleich die Werte der ursprünglichen Optik

Die Vergleichswerte sind natürlich allein aufgrund ihres Alters nur als grobe Richtwerte zu betrachten. Als grobe Richtlinie sollten sie jedoch genügen. Die ermittelte Energieakzeptanz des Boosters und die Energieschwankungen des Linacs kommen sich sehr nahe. Für eine höher Injektionseffizienz in den Booster sollten die Energieschwankung des Linacs minimiert werden. Die Messung der transversalen Strahloszillationen zeigt die hohe Stabilität der vertikalen Betatronschwingung im Verhältnis zu der horizontalen über die gesamte Energierampe. Die Messung der longitudinalen Oszillation hat für hohe Energien keine brauchbaren Ergebnisse geliefert und müsste noch weiter optimiert werden. Eventuell würde die Reaktivierung des zweiten Kickers helfen diese besser zu messen. Die Messungen der Chromatizität zeigen aufgrund der Schwankung der Phasenbeziehung zwischen Linac und Synchrotron HF häufig große Unsicherheiten (siehe Abb. 27). Es handelt sich hierbei um die erste erfolgreiche Messung zum Einfluss der Sextupole auf die Chromatizitäten. Mit

weiteren Messungen sollte eine Verbesserung der Chromatizität durchaus zu erreichen sein. Damit sollte dann auch die Beschleunigung größerer Einzelbunchladungen im Synchrotron möglich sein.

## 6 Zusammenfassung

Diese Arbeit beschreibt die dynamische Messung der Arbeitspunkte im Synchrotron - also über eine Periode der 10Hz getakteten Boosterbeschleunigung. Während der Beschleunigung der Elektronen wurden diese mit einem horizontalen und einem vertikalen Kick angeregt und die dadurch erzwungene Strahloszillation über viele Umläufe aufgezeichnet. Die fraktionellen Anteile der Arbeitspunkte ließen sich mit einer diskreten Fouriertransformation der zeitlichen Strahlablagen und dem dabei erhaltenen Frequenzspektrum aus den Oszillationen des Strahls messen. Aus den Ergebnisse dieser Messungen als Funktion der Beschleunigungsfrequenz im Synchrotron konnte weiterhin die Chromatizität erstmalig auch mit zur Korrektur dieser eingesetzten Sextupolen bestimmt werden. Zur Verbesserung der Beschleunigung hoher Einzelbunchladungen werden weitere Messreihen notwendig sein, um eine bessere Einstellung für die Sextupole zu finden.

Zusätzlich wurde der Injektionsprozess vom Linac in das Synchrotron untersucht und optimiert. Dazu wurde die longitudinale Bewegung des injizierten Strahls untersucht und deren Amplitude durch geeignete Wahl des Injektionszeitpunktes und des RF-Phasenschubs minimiert. Der Strom im Synchrotron ließ sich so erhöhen. Alle Messungen wurden mit Matlab automatisiert.

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass seit der Einführung des Linacs im Sommer 2011 einige Probleme bezüglich diverser Einstellungen dazugekommen sind. Einstellungen, welche vorher funktioniert haben, tun es nicht mehr.

Die in dieser Arbeit behandelten Messungen zur Optimierung der Injektion in den Booster und zur Untersuchung der Strahldynamik im Booster sind nur ein Teil der vielen notwendigen Parameter einer Elektronenbeschleunigeranlage, die regelmäßig überprüft und durch geeignete Maßnahmen optimiert werden müssen.



## 7 Danksagung

Mein Dank gebührt vor allem Dr. Peter Kuske, meinem Betreuer für diese Arbeit. Er hat mir stets und immer wieder aufs Neue versucht die Dinge zu erklären, die mein Verstand gerade einfach nicht erfassen wollte. Er war sehr geduldig und hat mit mir bis spät in die Nacht Messungen gemacht, die ich schon längst hätte gemacht haben können.

Weiterhin danke ich meiner Freundin, die meine Vernachlässigung ihrer selbst und des Haushalts ertragen musste, sowie allen Verwandten und Freunden, welche sich meine Arbeit durchgelesen und mir weitere Tips gegeben haben.

## 8 Eigenständigkeitserklärung

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.

---

Berlin, den 24.01.2013

## 9 Quellen

### Literatur

- [L1] K. Wille „Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen“
- [L2] Frank Hinterberger „Physik der Teilchenbeschleuniger und Ionenoptik“
- [L3] Meschede, Dieter „Gerthsen Physik“ Auflage 23
- [L4] Halliday, Resnick, Walker „Physik“
- [L5] Paul A. Tipler, Gene Mosca „Physik - Für Wissenschaftler und Ingenieure“, Zweite deutsche Auflage
- [L6] Paetec Verlag „Formeln und Tabellen“

### Paper

- [P1] Matrin Eibach „Teilchenbeschleuniger“
- [P2] P. Bryant, S. Turner „Cern Accelerator School - General Accelerator physics“ 3-14 September 1984
- [P3] Henri Bruck „Circular particle Accelerators“
- [P4] R. Bartolini, M. Abbott, I.P.S. Martin, G. Rehm, J. Rowland „TURN-BY-TURN DATA ACQUISITION AND POST-PROCESSING FOR THE DIAMOND BOOSTER AND STORAGE RING“
- [P5] A. Stella, M. Serio „TURN BY TURN MEASUREMENTS AT DAΦNE BASED ON THE LIBERA BEAM POSITION PROCESSOR“
- [P6] K. Bürkman, G. Schindhelm, T. Schneegans „PERFORMANCE OF THE WHITE CIRCUITS OF THE BESSY II BOOSTER SYNCHROTRON“
- [P7] T. Atkinson, V. Dürr „COMMISSIONING OF THE 50 MeV PREINJECTOR LINAC FOR THE BESSY II FACILITY“

### Internet

- [I1] <http://de.wikipedia.org/wiki/Mikrotron/>
- [I2] <http://www.lhc-facts.ch/>
- [I3] [http://erlangen.physicsmasterclasses.org/exp\\_besch/exp\\_besch\\_00.html/](http://erlangen.physicsmasterclasses.org/exp_besch/exp_besch_00.html/)
- [I4] <http://www.elektronik-kompodium.de/sites/kom/0211195.htm>
- [I5] [http://de.wikipedia.org/wiki/Berliner\\_Elektronenspeicherring-Gesellschaft\\_f%C3%BCr\\_Synchrotronstrahlung](http://de.wikipedia.org/wiki/Berliner_Elektronenspeicherring-Gesellschaft_f%C3%BCr_Synchrotronstrahlung)
- [I6] <http://de.wikipedia.org/wiki/Elektronenstrahlung>
- [I7] [http://www1.kph.uni-mainz.de/Vorlesungen/SS06/FP-Seminar/pieczkowski\\_polelektronen.pdf](http://www1.kph.uni-mainz.de/Vorlesungen/SS06/FP-Seminar/pieczkowski_polelektronen.pdf)
- [I8] <http://de.wikipedia.org/wiki/Frequenzmodulation>
- [I9] [http://de.wikipedia.org/wiki/Thales\\_Group](http://de.wikipedia.org/wiki/Thales_Group)
- [I10] [http://en.wikipedia.org/wiki/Sokolov%E2%80%93Ternov\\_effect](http://en.wikipedia.org/wiki/Sokolov%E2%80%93Ternov_effect)
- [I11] [http://de.wikipedia.org/wiki/Mittlere\\_freie\\_Wegl%C3%A4nge](http://de.wikipedia.org/wiki/Mittlere_freie_Wegl%C3%A4nge)
- [I12] <http://de.wikipedia.org/wiki/Wirkungsquerschnitt>
- [I13] <http://de.wikipedia.org/wiki/Linearbeschleuniger>

## Software

- [S1] Texmaker (Version 3.4.1 - Copyright 2003-2012, Pascal Brachet)
- [S2] Mathworks Matlab (Version 7.14.0.739 - Copyright 1984-2012 , Mathworks)
- [S3] Wolfram Mathematica 8 (Version 8.0.4 - Copyright 1988-2012, Wolfram research)
- [S4] Inkscape, Version 2, June 1991 (Copyright (C) 1989, 1991 Free Software Foundation, Inc)

## Abbildungen

- [A1] selbst erstellt mit Matlab
- [A2] [http://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/7/71/Magnetic\\_field\\_of\\_an\\_idealized\\_dipole.svg](http://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/7/71/Magnetic_field_of_an_idealized_dipole.svg)
- [A3] [http://upload.wikimedia.org/wikipedia/en/0/07/Magnetic\\_field\\_of\\_an\\_idealized\\_quadropole\\_with\\_forces.svg](http://upload.wikimedia.org/wikipedia/en/0/07/Magnetic_field_of_an_idealized_quadropole_with_forces.svg)
- [A4] selbst erstellt mit Matlab in Anlehnung an [L1] Seite 7
- [A5] [http://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/4/48/Lineaer\\_accelerator\\_de.svg](http://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/4/48/Lineaer_accelerator_de.svg)
- [A6] selbst erstellt mit Matlab in Anlehnung an [L1] Seite 14
- [A7] aus [L2] Seite 67
- [A8] <http://commons.wikimedia.org/wiki/File:ClassicMicrotronSketch.svg?uselang=de>  
<http://commons.wikimedia.org/wiki/File:RacetrackMicrotronSketch.svg?uselang=de>
- [A9] bis [A17] Messungen und Berechnungen, Darstellung mit Matlab
- [A18] Selbst erstellt mit Inkscape
- [A19] bis [A27] Messungen und Berechnungen, Darstellung mit Matlab

## 10 Anhang

### 10.1 Benutzte Matlabskripte

#### 10.1.1 Verlauf der magnetischen Flussdichte und der Energie im Booster

phasenfokus

```

1  %% Energie im Booster %%
2  clc;clear all;close all;
3
4  Periodendauer = 1e-1;           % Boosterperiodendauer 100ms
5  Frequenz = 1/Periodendauer;    % Boosterfrequenz
6  Kreisfrequenz = 2*pi*Frequenz; % Boosterkreisfrequenz
7  t = 0:1e-8:0.2;               % Zeitspanne
8
9  t_inj = 5229.4e-6;             % Injektionszeitpunkt 5229us
10 t_ext = 38192.2e-6;            % Extraktionszeitpunkt 38192us
11 t_ext2 = 57076.1e-6;          % Zweiter Extraktionszeitpunkt
12 t_max = (t_ext+t_ext2)/2;     % Peakzeitpunkt
13 E_inj = 52.3e6;               % Boosterenergie bei Injektion 52 MeV
14 E_ext = 1.72e9;               % Boosterenergie bei Extraktion 1.72 GeV
15 E_max = 1.9*1e9;              % Boosterenergie bei Spitze 1.9 GeV
16
17 % Nach einigen analytischen Ueberlegungen ergibt sich
18 t0 = 1/40-t_max;
19 Amplitude = (E_ext-E_inj)/(sin(Kreisfrequenz*(t_ext+t0))-...
20     sin(Kreisfrequenz*(t_inj+t0)));
21 Offset = E_inj-Amplitude*sin(Kreisfrequenz*(t_inj+t0));
22
23 % Damit kann der Energieverlauf berechnet werden
24 E = Amplitude*sin(Kreisfrequenz*(t+t0))+Offset;
25
26 % Daraus kann das entsprechende Magnetfeld in den Dipolen bestimmt werden
27 Radius = 6670e-3;             % Krümmungsradius der Dipole in m
28 c = 299792458;                % Lichtgeschwindigkeit in m/s
29 B = E./(c*Radius);            % Elementarladung kuerzt sich mit eV aus Energie
30
31 Binj = B(find(t>=t_inj,1));
32 Bext = B(find(t>=t_ext,1));
33 Bext2 = B(find(t>=t_ext2,1));
34 Bmax = B(find(t>=t_max,1));
35 B_inj = 0.0250;
36 B_ext = 0;
37 B_max = 0.9500;
38 BB = [Binj Bext Bmax Bext2];
39
40 subplot(2,1,1)
41 tt = [t_inj t_ext t_max t_ext2];
42 EE = [E_inj E_ext E_max E_ext];
43 plot(t,E,tt,EE,'o','MarkerSize',4)
44 title('Energie im Synchrotron ueber zwei Perioden')
45 legend('Berechneter Verlauf','Bekannte Injektions- und Extraktionspunkte')
46 text(t_inj,E_inj,'Injektion','HorizontalAlignment','left')
47 text(t_ext,E_ext,'Extraktion','HorizontalAlignment','right')
48 text(t_ext2,E_ext,...
49     'Alternative Extraktionsmoeglichkeit','HorizontalAlignment','left')
50 xlabel('t/[s]')
51 ylabel('E/[eV]')
```

[illegible]

### 10.1.2 Korrelationsuntersuchungen zwischen Strahlage und Klystronspannung im Injektionsweg

```

1  %% Energieschwankungen : Strahlage - Klystronspannung - Korrelation %%
2  clc;clear all;close all;
3
4  % Laden der gemessenen Daten mit
5  % K1S1: HV = 28.4703 kV ; B1P1LI = 80.0379 A ; 1564 Eintraege
6  % K2S2: HV = 28.5303 kV ; B1P1LI = 80.0379 A ; 3090 Eintraege
7  % K3S3: HV = 28.5603 kV ; B1P1LI = 80.0379 A ; 303 Eintraege
8  % K4S4: HV = 28.5903 kV ; B1P1LI = 80.0379 A ; 1175 Eintraege
9  % K5S5: HV = 28.5303 kV ; B1P1LI = 80.0379 A ; 2112 Eintraege
10 % K6S6: HV = 28.5303 kV ; B1P1LI = 79.6379 A ; 2241 Eintraege
11 % K7S7: HV = 28.5303 kV ; B1P1LI = 80.4379 A ; 1029 Eintraege
12 load( 'Daten/01Energieschwankungen/Alles.mat' )
13
14 K1 = K1S1(:,2) ; S1 = K1S1(:,1) ;
15 K2 = K2S2(:,2) ; S2 = K2S2(:,1) ;
16 K3 = K3S3(:,2) ; S3 = K3S3(:,1) ;
17 K4 = K4S4(:,2) ; S4 = K4S4(:,1) ;
18 K5 = K5S5(:,2) ; S5 = K5S5(:,1) ;
19 K6 = K6S6(:,2) ; S6 = K6S6(:,1) ;
20 K7 = K7S7(:,2) ; S7 = K7S7(:,1) ;
21
22 X1 = 1:length(K1S1) ; T1 = abs(max(K1S1)-min(K1S1)) ;
23 X2 = 1:length(K2S2) ; T2 = abs(max(K2S2)-min(K2S2))./1e5 ;
24 X3 = 1:length(K3S3) ; T3 = abs(max(K3S3)-min(K3S3))./1e5 ;
25 X4 = 1:length(K4S4) ; T4 = abs(max(K4S4)-min(K4S4))./1e5 ;
26 X5 = 1:length(K5S5) ; T5 = abs(max(K5S5)-min(K5S5))./1e5 ;
27 X6 = 1:length(K6S6) ; T6 = abs(max(K6S6)-min(K6S6))./1e5 ;

```

```
28 X7 = 1:length(K7S7); T7 = abs(max(K7S7)-min(K7S7))./1e5;
29
30
31 f0 = figure;
32 [AX] = plotyy(X1,K1,X1,S1);
33 set(get(AX(1),'Ylabel'),'String','Horizontale Strahlage [mm]')
34 set(get(AX(2),'Ylabel'),'String','Klystronsapnnung [arbitrary units]')
35 legend('Strahlposition','Klystronspannung')
36 title('Klystronspannung vs Strahlage')
37 xlabel('Zeit [arbitrary units]')
38
39 k=1; j=1; i=1;
40 while i <= length(X1)-10
41     if abs(K1(i+1)-K1(i)) >= 0.002
42         k1(k:k+5)=K1(i+1:i+6);
43         k=k+6;
44         l = i-6;
45         while l <= (i+6)
46             if abs(S1(l+1)-S1(l)) >= 0.2
47                 s1(j:j+5)=S1(l+1:l+6);
48                 j=j+6;
49                 l=i+11;
50             end
51             l=l+1;
52         end
53         i=i+1;
54     end
55     i=i+1;
56 end
57 n1 = min([length(k1),length(s1)]);
58
59 f1 = figure;
60 [AX1] = plotyy(1:n1,s1(1:n1),1:n1,k1(1:n1));
61 legend('Strahlposition','Klystronspannung')
62 title('Klystronspannung vs Strahlage nach Stufenabtastung')
63 xlabel('Zeit [arbitrary units]')
64 set(get(AX1(1),'Ylabel'),'String','Horizontale Strahlage [mm]')
65 set(get(AX1(2),'Ylabel'),'String','Klystronsapnnung [arbitrary units]')
66
67 fit1 = fit(k1(1:n1),s1(1:n1),'poly1');
68 disp(fit1)
69
70 f2 = figure;
71 plot(k1(1:n1),s1(1:n1),'x',k1(1:n1),fit1(k1(1:n1)))
72 legend('Korrelationspunkte','Linearer Fit')
73 title('Korrelation von Klystronspannung und Strahlage nach Stufenabtastung')
74 xlabel('Klystronsapnnung [arbitrary units]')
75 ylabel('Horizontale Strahlage [mm]')
76 xlim=get(gca,'XLim');
77 ylim=get(gca,'YLim');
78 equation = ('fit = -303.7(\pm 5.2)x^1 + 14.4(\pm 0.13)');
79 text(0.002+xlim(1),0.5+ylim(1),equation)
80
81 k=1; j=1; i=7;
82 while i <= length(X2)-10
83     if abs(K2(i+1)-K2(i)) >= 0.002
84         k2(k:k+5)=K2(i+1:i+6);
85         k=k+6;
86         l = i-6;
```

```
87         while l <= (i+6)
88             if abs(S2(l+1)-S2(l)) >= 0.2
89                 s2(j:j+5)=S2(l+1:l+6);
90                 j=j+6;
91                 l=i+11;
92             end
93             l=l+1;
94         end
95         i=i+1;
96     end
97     i=i+1;
98 end
99 n2 = min([length(k2),length(s2)]);
100
101 k=1; j=1; i=7;
102 while i <= length(X3)-10
103     if abs(K3(i+1)-K3(i)) >= 0.002
104         k3(k:k+5)=K3(i+1:i+6);
105         k=k+6;
106         l = i-6;
107         while l <= (i+6)
108             if abs(S3(l+1)-S3(l)) >= 0.2
109                 s3(j:j+5)=S3(l+1:l+6);
110                 j=j+6;
111                 l=i+11;
112             end
113             l=l+1;
114         end
115         i=i+1;
116     end
117     i=i+1;
118 end
119 n3 = min([length(k3),length(s3)]);
120 k=1; j=1; i=7;
121 while i <= length(X4)-10
122     if abs(K4(i+1)-K4(i)) >= 0.002
123         k4(k:k+5)=K4(i+1:i+6);
124         k=k+6;
125         l = i-6;
126         while l <= (i+6)
127             if abs(S4(l+1)-S4(l)) >= 0.2
128                 s4(j:j+5)=S4(l+1:l+6);
129                 j=j+6;
130                 l=i+11;
131             end
132             l=l+1;
133         end
134         i=i+1;
135     end
136     i=i+1;
137 end
138 n4 = min([length(k4),length(s4)]);
139 k=1; j=1; i=7;
140 while i <= length(X5)-10
141     if abs(K5(i+1)-K5(i)) >= 0.002
142         k5(k:k+5)=K5(i+1:i+6);
143         k=k+6;
144         l = i-6;
145         while l <= (i+6)
```



```
146         if abs(S5(l+1)-S5(l)) >= 0.2
147             s5(j:j+5)=S5(l+1:l+6);
148             j=j+6;
149             l=i+11;
150         end
151         l=l+1;
152     end
153     i=i+1;
154 end
155     i=i+1;
156 end
157 n5 = min([length(k5),length(s5)]);
158 k=1; j=1; i=7;
159 while i <= length(X6)-10
160     if abs(K6(i+1)-K6(i)) >= 0.002
161         k6(k:k+5)=K6(i+1:i+6);
162         k=k+6;
163         l = i-6;
164         while l <= (i+6)
165             if abs(S6(l+1)-S6(l)) >= 0.2
166                 s6(j:j+5)=S6(l+1:l+6);
167                 j=j+6;
168                 l=i+11;
169             end
170             l=l+1;
171         end
172         i=i+1;
173     end
174     i=i+1;
175 end
176 n6 = min([length(k6),length(s6)]);
177 k=1; j=1; i=7;
178 while i <= length(X7)-10
179     if abs(K7(i+1)-K7(i)) >= 0.002
180         k7(k:k+5)=K7(i+1:i+6);
181         k=k+6;
182         l = i-6;
183         while l <= (i+6)
184             if abs(S7(l+1)-S7(l)) >= 0.2
185                 s7(j:j+5)=S7(l+1:l+6);
186                 j=j+6;
187                 l=i+11;
188             end
189             l=l+1;
190         end
191         i=i+1;
192     end
193     i=i+1;
194 end
195 n7 = min([length(k7),length(s7)]);
196
197 n8 = n1+n2+n3+n4+n5;
198 k8 = [k1,k2,k3,k4,k5];
199 s8 = [s1,s2,s3,s4,s5];
200 n9 = n6;
201 k9 = k6;
202 s9 = s6;
203 n10 = n7;
204 k10 = k7;
```

```
205 s10 = s7;
206
207 fit8 = fit(k8(1:n8)',s8(1:n8)', 'poly1');
208 disp(fit8)
209 fit9 = fit(k9(1:n9)',s9(1:n9)', 'poly1');
210 disp(fit9)
211 fit10 = fit(k10(1:n10)',s10(1:n10)', 'poly1');
212 disp(fit10)
213
214 f3 = figure;
215 plot(k1(1:n1),s1(1:n1),'x',...
216      k2(1:n2),s2(1:n2),'x',...
217      k3(1:n3),s3(1:n3),'x',...
218      k4(1:n4),s4(1:n4),'x',...
219      k5(1:n5),s5(1:n5),'x',...
220      k6(1:n6),s6(1:n6),'x',...
221      k7(1:n7),s7(1:n7),'x',...
222      k8(1:n8),fit8(k8(1:n8)),k9(1:n9),fit9(k9(1:n9)),...
223      k10(1:n10),fit10(k10(1:n10)))
224 legend('HV = 28.4703kV und B1P1LI = 80.0379A',...
225        'HV = 28.5303kV und B1P1LI = 80.0379A',...
226        'HV = 28.5603kV und B1P1LI = 80.0379A',...
227        'HV = 28.5903kV und B1P1LI = 80.0379A',...
228        'HV = 28.5303kV und B1P1LI = 80.0379A',...
229        'HV = 28.5303kV und B1P1LI = 79.6379A',...
230        'HV = 28.5303kV und B1P1LI = 80.4379A',...
231        'Fit B1P1LI = 80.0379A',...
232        'Fit B1P1LI = 79.6379A',...
233        'Fit B1P1LI = 80.4379A')
234 title(['Korrelation von Klystronspannung und Strahllage nach ',...
235        'Stufenabtastung fuer verschiedene Dipolstroeme und Linac HV'])
236 xlabel('Klystronsapnnung [arbitrary units]')
237 ylabel('Horizontale Strahllage [mm]')
238 xlim=get(gca,'XLim');
239 ylim=get(gca,'YLim');
240 equation1 = ('fit(80.0A) = -310.4(\pm 2.6)x^1 + 14.26(\pm 0.05)');
241 equation2 = ('fit(79.6A) = -301.9(\pm 4.4)x^1 + 12.47(\pm 0.08)');
242 equation3 = ('fit(80.4A) = -307.7(\pm 9.2)x^1 + 16.39(\pm 0.19)');
243 text(0.003+xlim(1),2+ylim(1),equation2)
244 text(0.002+xlim(1),4.5+ylim(1),equation1)
245 text(0.018+xlim(1),5+ylim(1),equation3)
246
247 f4 = figure;
248 plot(k1(1:n1),s1(1:n1),'x',...
249      k4(1:n4),s4(1:n4),'x',...
250      k8(1:n8),fit8(k8(1:n8)),'-b',[-0.035,-0.015738],...
251      [19.250800,19.250800],[-0.035,-0.027866],[23.049200,23.049200],...
252      [-0.027866,-0.027866],[17,23.049200],[-0.015738,-0.015738],...
253      [17,19.250800])
254 legend('HV = 28.4703kV und B1P1LI = 80.0379A',...
255        'HV = 28.5903kV und B1P1LI = 80.0379A',...
256        'Fit B1P1LI = 80.0379A')
257 title(['Korrelation von Klystronspannung und Strahllage nach ',...
258        'Stufenabtastung fuer verschiedene Dipolstroeme und Linac HV'])
259 xlabel('Klystronsapnnung [arbitrary units]')
260 ylabel('Horizontale Strahllage [mm]')
261 xlim=get(gca,'XLim');
262 ylim=get(gca,'YLim');
263 equation1 = ('fit(80.0A) = -310.4(\pm 2.6)x^1 + 14.26(\pm 0.05)');
```

```
264 text(0.015+xlim(1),5+ylim(1),equation1)
```

### 10.1.3 Funktion zur Messung des momentanen Tunes im Booster

```
1 function [ X_DFT,Z_DFT,Qwert,Betatron,Qamplitude ] = Tune( S,N,Q,mit )
2 % Funktion zur Messung der momentanen Tunes
3 %   Ausgegeben wird ein Vektor mit horizontalem (Qx), longitudinalen (Qy)
4 %   und vertikalen (Qz) Arbeitspunkt in dieser Reihenfolge, sowie je ein
5 %   weiterer Vektor mit den zugehoerigen Frequenzen der Betatronschwingungen
6 %   und Amplituden. Die zugehoerigen Standardabweichungen, berechnet auf
7 %   Grundlage von S gemachten Messungen zur Bestimmung der Werte, finden
8 %   sich jeweils in der zweiten Spalte.
9 %       S Statistik (min. 6 ansonsten 0)
10 %       N Anzahl der zu betrachtenden Samplingpunkte (Bsp. 2^12)
11 %       Q Mit Schaetzintervallen [dQxmin,dQxmax;dQymin,dQymax;...]
12
13
14 if S >=6
15     Q_pos_stat = zeros(3,S);
16     Q_freq_stat = zeros(3,S);
17     Q_amp_stat = zeros(3,S);
18     Qwert      = zeros(3,2);
19     Betatron   = zeros(3,2);
20     Qamplitude = zeros(3,2);
21 else
22     Qwert      = zeros(3,1);
23     Betatron   = zeros(3,1);
24     Qamplitude = zeros(3,1);
25 end
26
27 % Synchrotron-Prinzip
28 f_RF = getrf*1e+03;           % RF in kHz
29 h = 160;                     % f_RF=h*f_um mit h=Boosterharmonic
30 f_um = f_RF/h;               % Umlauffrequenz (Revolutionfrequency)
31
32 for i = 1:S
33
34     % Messungen bei Extraction verhindern
35     if getpv('transfer:gswitch') == 1;
36         pause(5)
37     end
38
39     XZ = 0;
40     ZX = 0;
41     stat = 1;
42
43     while stat<=mit
44
45         % Strahllagen aus schraeg ausgerichtetem BPM auslesen, dabei sind die
46         % einzelnen Messpunkte exakt T_um voneinander entfernt
47
48         test = getam('BPMLBZ1G:DD3:DD_SUM_MONITOR');
49
50         if mean(test(1:4e3)) >= 1e6
51             XZ=XZ+getam('BPMLBZ1G:DD3:DD_X_MONITOR');
52             ZX=ZX+getam('BPMLBZ1G:DD3:DD_Y_MONITOR');
53             pause(1)
54             stat=stat+1;
55         else
56             pause(1)
```

```

57         end
58     end
59
60
61     % Berechnen der richtigen Strahlage (Drehen des Koordinatensystems)
62     reduce = 1e6*mit;
63     X = (ZX-XZ)/(sqrt(2)*reduce);
64     Z = (XZ+ZX)/(sqrt(2)*reduce);
65
66     % Berechnen des relevanten Frequenzspektrums
67     X_DFT = abs(fft(X,N)); % fft berechnen ohne negative Frequenzen
68     X_DFT(1) = 0; % DC-Term killen
69     X_DFT = X_DFT(1:N/2); % Nyquist -> haelfte irrelevant
70     Z_DFT = abs(fft(Z,N)); % fft berechnen ohne negative Frequenzen
71     Z_DFT(1) = 0; % DC-Term killen
72     Z_DFT = Z_DFT(1:N/2); % Nyquist -> haelfte irrelevant
73
74     %% Suchen der Tunes im Frequenzspektrum
75     % Qx - Horizontaler Tune
76     [wert, pos] = max(X_DFT(Q(1,1):Q(1,2)));
77     Q_pos_stat(1,i) = (pos+Q(1,1))/N;
78     Q_freq_stat(1,i) = Q_pos_stat(1,i)*f_um;
79     Q_amp_stat(1,i) = wert;
80     % Qy - Longitudinaler Tune
81     [wert, pos] = max(X_DFT(Q(2,1):Q(2,2)));
82     Q_pos_stat(2,i) = (pos+Q(2,1))/N;
83     Q_freq_stat(2,i) = Q_pos_stat(2,i)*f_um;
84     Q_amp_stat(2,i) = wert;
85     % Qz - Vertikaler Tune
86     [wert, pos] = max(Z_DFT(Q(3,1):Q(3,2)));
87     Q_pos_stat(3,i) = (pos+Q(3,1))/N;
88     Q_freq_stat(3,i) = Q_pos_stat(3,i)*f_um;
89     Q_amp_stat(3,i) = wert;
90
91 end
92
93 Qwert(:,1) = mean(Q_pos_stat,2);
94 Betatron(:,1) = mean(Q_freq_stat,2);
95 Qamplitude(:,1) = mean(Q_amp_stat,2);
96
97 if S >=6
98     Qwert(:,2) = std(Q_pos_stat,0,2);
99     Betatron(:,2) = std(Q_freq_stat,0,2);
100    Qamplitude(:,2) = std(Q_amp_stat,0,2);
101 end
102 end

```

### 10.1.4 Skript zur Messung der Dynamik des Tunes im Booster

```

1  %% Messung des Arbeitspunktes im Booster ueber die gesamte Energierampe
2  % Das heisst der Delay wird von 0 bis 100ms variiert und jeweils der
3  % Arbeitspunkt bestimmt, so erhalten wir einen optimierten Suchbereich
4  % fuer die Messung der Tunes zu verschiedenen Zeitpunkten, sodass wir
5  % spaeter die Chromatizitaet besser untersuchen koennen.
6
7  clc; clear all; close all
8
9  switch2online % Matlab zugang zu Bessyparametern verschaffen
10 diary('Tuneverlauf.log');
11 diary on

```

```

12
13 steps = 87; % Anzahl der Messungen
14 delay = linspace(20,86020,steps); % Messbereich in us
15 mit = 12; % Anzahl Mittelungen
16
17
18 % Berechnen der zugehoerigen Energie aus bereits berechnetem Verlauf der
19 % Energie in MeV
20 E = (9.7106e+08*sin(20*pi*(delay*(1e-6)-0.0226))+9.1487e8)*(1e-6);
21
22 statistik = 6; % Anzahl der Wiederholungen
23 N = 2^12; % Anzahl der Samplingpunkte
24 Q = [N/16,N/4;5,N/32;N/4,N/2]; % Suchbereiche fuer Tunes
25
26 Qwert = zeros(3,2,steps);
27 Betatron = zeros(3,2,steps);
28 Qamp = zeros(3,2,steps);
29 X_DFT = zeros(N/2,steps);
30 Z_DFT = zeros(N/2,steps);
31
32 fprintf('Delay [us] \tQx \t\tQs \t\tQz\n')
33 fprintf('-----\n')
34
35
36 for index = 1:steps
37
38     % Kicker und BPM Timing gesteuert von DIAGKVWB, dieser wird verschoben
39     % beginnend bei 20us in steps Schritten
40     setpv('DIAGKVWB:offset',delay(index));
41     pause(2)
42
43     % Messung der Tunes durch aufruf der Funktion
44     if statistik >= 6
45 [X_DFT(:,index),Z_DFT(:,index),Qwert(:, :, index),Betatron(:, :, index),Qamp(:, :, index)] = ...
46     Tune(statistik,N,Q,mit);
47     else
48 [X_DFT(:,index),Z_DFT(:,index),Qwert(:,1,index),Betatron(:,1,index),Qamp(:,1,index)] = ...
49     Tune(statistik,N,Q,mit);
50     end
51
52 fprintf('%4f \t\t%4f +/- %4f \t\t%4f +/- %4f \t\t%4f +/- %4f\n',...
53     delay(index),...
54     Qwert(1,1,index),Qwert(1,2,index),...
55     Qwert(2,1,index),Qwert(2,2,index),...
56     Qwert(3,1,index),Qwert(3,2,index))
57
58 figure(1)
59 subplot(2,1,1)
60 plot(((5:N/2)/N),X_DFT(5:end,index))
61 title('Horizontales Frequenzspektrum im Booster')
62 xlabel('dQx')
63 ylabel('Amplitude')
64 subplot(2,1,2)
65 plot(((5:N/2)/N),Z_DFT(5:end,index))
66 title('Vertikales Frequenzspektrum im Booster')
67 xlabel('dQz')
68 ylabel('Amplitude')
69
70 end

```

```
71
72 if statistik >= 6
73 figure(2)
74 subplot(3,2,1)
75 errorbar(delay,squeeze(Qwert(1,1,:)),squeeze(Qwert(1,2,:)))
76 title('Verlauf des horizontalen Tunes')
77 xlabel('Delay/[us]')
78 ylabel('Schwingungen je Umlauf')
79
80 subplot(3,2,2)
81 errorbar(delay,squeeze(Qamp(1,1,:)),squeeze(Qamp(1,2,:)))
82 title('Verlauf der Amplitude des horizontalen Tunes')
83 xlabel('Delay/[us]')
84 ylabel('Amplitude')
85
86 subplot(3,2,3)
87 errorbar(delay,squeeze(Qwert(3,1,:)),squeeze(Qwert(3,2,:)))
88 title('Verlauf des vertikalen Tunes')
89 xlabel('Delay/[us]')
90 ylabel('Schwingungen je Umlauf')
91
92 subplot(3,2,4)
93 errorbar(delay,squeeze(Qamp(3,1,:)),squeeze(Qamp(3,2,:)))
94 title('Verlauf der Amplitude des vertikalen Tunes')
95 xlabel('Delay/[us]')
96 ylabel('Amplitude')
97
98 subplot(3,2,5)
99 errorbar(delay,squeeze(Qwert(2,1,:)),squeeze(Qwert(2,2,:)))
100 title('Verlauf des longitudinalen bzw. Synchrotron-Tunes')
101 xlabel('Delay/[us]')
102 ylabel('Schwingungen je Umlauf')
103
104 subplot(3,2,6)
105 errorbar(delay,squeeze(Qamp(2,1,:)),squeeze(Qamp(2,2,:)))
106 title('Verlauf der Amplitude des longitudinalen Tunes')
107 xlabel('Delay/[us]')
108 ylabel('Amplitude')
109
110 figure(3)
111 subplot(3,2,1)
112 errorbar(E,squeeze(Qwert(1,1,:)),squeeze(Qwert(1,2,:)))
113 title('Verlauf des horizontalen Tunes')
114 xlabel('Energie/[MeV]')
115 ylabel('Schwingungen je Umlauf')
116
117 subplot(3,2,2)
118 errorbar(E,squeeze(Qamp(1,1,:)),squeeze(Qamp(1,2,:)))
119 title('Verlauf der Amplitude des horizontalen Tunes')
120 xlabel('Energie/[MeV]')
121 ylabel('Amplitude')
122
123 subplot(3,2,3)
124 errorbar(E,squeeze(Qwert(3,1,:)),squeeze(Qwert(3,2,:)))
125 title('Verlauf des vertikalen Tunes')
126 xlabel('Energie/[MeV]')
127 ylabel('Schwingungen je Umlauf')
128
129 subplot(3,2,4)
```

```
130 errorbar(E,squeeze(Qamp(3,1,:)),squeeze(Qamp(3,2,:)))
131 title('Verlauf der Amplitude des vertikalen Tunes')
132 xlabel('Energie/[MeV]')
133 ylabel('Amplitude')
134
135 subplot(3,2,5)
136 errorbar(E,squeeze(Qwert(2,1,:)),squeeze(Qwert(2,2,:)))
137 title('Verlauf des longitudinalen bzw. Synchrotron-Tunes')
138 xlabel('Energie/[MeV]')
139 ylabel('Schwingungen je Umlauf')
140
141 subplot(3,2,6)
142 errorbar(E,squeeze(Qamp(2,1,:)),squeeze(Qamp(2,2,:)))
143 title('Verlauf der Amplitude des longitudinalen Tunes')
144 xlabel('Energie/[MeV]')
145 ylabel('Amplitude')
146
147 else
148
149 figure(2)
150 subplot(3,2,1)
151 plot(delay,squeeze(Qwert(1,1,:)))
152 title('Verlauf des horizontalen Tunes')
153 xlabel('Delay/[us]')
154 ylabel('Schwingungen je Umlauf')
155
156 subplot(3,2,2)
157 plot(delay,squeeze(Qamp(1,1,:)))
158 title('Verlauf der Amplitude des horizontalen Tunes')
159 xlabel('Delay/[us]')
160 ylabel('Amplitude')
161
162 subplot(3,2,3)
163 plot(delay,squeeze(Qwert(3,1,:)))
164 title('Verlauf des vertikalen Tunes')
165 xlabel('Delay/[us]')
166 ylabel('Schwingungen je Umlauf')
167
168 subplot(3,2,4)
169 plot(delay,squeeze(Qamp(3,1,:)))
170 title('Verlauf der Amplitude des vertikalen Tunes')
171 xlabel('Delay/[us]')
172 ylabel('Amplitude')
173
174 subplot(3,2,5)
175 plot(delay,squeeze(Qwert(2,1,:)))
176 title('Verlauf des longitudinalen bzw. Synchrotron-Tunes')
177 xlabel('Delay/[us]')
178 ylabel('Schwingungen je Umlauf')
179
180 subplot(3,2,6)
181 plot(delay,squeeze(Qamp(2,1,:)))
182 title('Verlauf der Amplitude des longitudinalen Tunes')
183 xlabel('Delay/[us]')
184 ylabel('Amplitude')
185
186 figure(3)
187 subplot(3,2,1)
188 plot(E,squeeze(Qwert(1,1,:)))
```

```
189 title('Verlauf des horizontalen Tunes')
190 xlabel('Energie/[MeV]')
191 ylabel('Schwingungen je Umlauf')
192
193 subplot(3,2,2)
194 plot(E,squeeze(Qamp(1,1,:)))
195 title('Verlauf der Amplitude des horizontalen Tunes')
196 xlabel('Energie/[MeV]')
197 ylabel('Amplitude')
198
199 subplot(3,2,3)
200 plot(E,squeeze(Qwert(3,1,:)))
201 title('Verlauf des vertikalen Tunes')
202 xlabel('Energie/[MeV]')
203 ylabel('Schwingungen je Umlauf')
204
205 subplot(3,2,4)
206 plot(E,squeeze(Qamp(3,1,:)))
207 title('Verlauf der Amplitude des vertikalen Tunes')
208 xlabel('Energie/[MeV]')
209 ylabel('Amplitude')
210
211 subplot(3,2,5)
212 plot(E,squeeze(Qwert(2,1,:)))
213 title('Verlauf des longitudinalen bzw. Synchrotron-Tunes')
214 xlabel('Energie/[MeV]')
215 ylabel('Schwingungen je Umlauf')
216
217 subplot(3,2,6)
218 plot(E,squeeze(Qamp(2,1,:)))
219 title('Verlauf der Amplitude des longitudinalen Tunes')
220 xlabel('Energie/[MeV]')
221 ylabel('Amplitude')
222
223 end
224
225 diary off
```

### 10.1.5 Skript zu Messung der Dynamik der Chromatizität im Booster

```
1 %% Messung der Chromatizitaet im Booster ueber die gesamte Energierampe
2 % Analog zur messung des Verlaufs vom Tune, wird diese Messung jetzt
3 % fuer den Verlauf der Chromatizitaet gemacht. Das heisst, es wird je
4 % Delay noch eine Schleife ueber die treibende RF-Frequenz im Booster
5 % gefahren. Aus der Steigung der hoffentlich linearen Funktion der
6 % Tunes von der RF-Frequenz erhalten wir die Chromatizitaeten.
7
8 clc;clear all;close all;
9
10 switch2online % Matlab zugang zu Bessyparametern verschaffen
11 diary('chromatizitaetsverlauf.log');
12 diary on
13
14 steps = 100; % Anzahl der Messungen je RF
15 delay = linspace(20,1e5,steps); % Messbereich des Delay in us
16
17 % Berechnen der zugehoerigen Energie aus bereits berechnetem Verlauf der
18 % Energie in MeV
19 E = (9.7106e+08*sin(20*pi*(delay*(1e-6)-0.0226))+9.1487e8)*(1e-6);
20
```



---

```

21 Booster_RF = 499554:20:499754;      % Messbereich der Booster-RF in kHz
22 statistik  = 6;                      % Anzahl der Wiederholungen
23 N          = 2^12;                   % Anzahl der Samplingpunkte
24 Q          = [N/16,N/4;5,N/32;N/4,N/2]; % Suchbereiche fuer Tunes
25
26 % Benoetigte Bessy-Parameter
27 RF_soll = 499654;                    % Booster-RF in kHz
28 alpha = 0.0345;                      % Momentum compaction factor
29
30 Qwert      = zeros(3,2,length(Booster_RF));
31 Betatron   = zeros(3,2,length(Booster_RF));
32 Qamp       = zeros(3,2,length(Booster_RF));
33 Ex         = zeros(1,steps);
34 Ex_err     = zeros(1,steps);
35 Ez         = zeros(1,steps);
36 Ez_err     = zeros(1,steps);
37
38 fprintf('Delay [us] \tRF [kHz] \tQx \t\tQs \t\tQz\n')
39 fprintf('-----\n')
40
41 for index1 = 1:steps
42
43     % Kicker und BPM Timing gesteuert von DIAGKVWB, dieser wird
44     % verschoben beginnend bei 20us in steps Schritten
45     setpv('DIAGKVWB: offset ',delay(index1));
46
47     for index2 = 1:length(Booster_RF)
48
49         % Einstellen der RF auf neuen Wert
50         setpv('BOOSTER-RF?',Booster_RF(index2))
51
52         % Messung der Tunes durch aufruf der Funktion
53         [Qwert(:, :, index2),Betatron(:, :, index2),Qamp(:, :, index2)] = ...
54         Tune(statistik,N,Q);
55
56         fprintf(['%.2f \t%d \t\t%.2f +/- %.2f \t\t%.2f +/- %.2f ',...
57                 '\t\t%.2f +/- %.2f\n'],...
58                 delay(index2),Booster_RF(index1),...
59                 Qwert(1,1,index2),Qwert(1,2,index2),...
60                 Qwert(2,1,index2),Qwert(2,2,index2),...
61                 Qwert(3,1,index2),Qwert(3,2,index2))
62
63     end
64
65     % Bestimmen der Chromatiziotact Ex
66     fitfun = fit(Booster_RF',squeeze(Qwert(1,1,:)),'poly1',...
67                 'Weight',(1./squeeze(Qwert(1,2,:)).^2));
68     coef   = coeffvalues(fitfun);
69     err     = confint(fitfun);
70     Ex(index1) = alpha*RF_soll*coef(1);
71     Ex_err(index1) = (abs(err(1,1))-abs(err(1,2)))/2;
72
73     % Bestimmen der Chromatiziotact Ez
74     fitfun = fit(Booster_RF',squeeze(Qwert(3,1,:)),'poly1',...
75                 'Weight',(1./(squeeze(Qwert(3,2,:)).^2)));
76     coef   = coeffvalues(fitfun);
77     err     = confint(fitfun);
78     Ez(index1) = alpha*RF_soll*coef(1);
79     Ez_err(index1) = (abs(err(1,1))-abs(err(1,2)))/2;

```

```
80
81 end
82
83 figure(1)
84 subplot(2,2,1)
85 errorbar(delay,Ex,Ex_err)
86 title('Verlauf der Chromatizitaet \xi_x')
87 xlabel('Delay/[us]')
88 ylabel('Chromatizitaet')
89 subplot(2,2,1)
90 errorbar(delay,Ez,Ez_err)
91 title('Verlauf der Chromatizitaet \xi_z')
92 xlabel('Delay/[us]')
93 ylabel('Chromatizitaet')
94 subplot(2,2,3)
95 errorbar(E,Ex,Ex_err)
96 title('Verlauf der Chromatizitaet \xi_x')
97 xlabel('Energie/[MeV]')
98 ylabel('Chromatizitaet')
99 subplot(2,2,4)
100 errorbar(E,Ez,Ez_err)
101 title('Verlauf der Chromatizitaet \xi_z')
102 xlabel('Energie/[MeV]')
103 ylabel('Chromatizitaet')
104
105 diary off
```